www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

PHILIPS TECHNISCH TIJDSCHRIFT

JAARGANG 32, 1971, no.6/7/8/9

Microgolven

De laatste jaren zijn er op het gebied van de microgolftechniek zodanige veranderingen gaande dat men kan zeggen dat dit vakgebied bezig is een geheel nieuw gezicht te krijgen. In het laboratorium is dit proces reeds zeer ver voortgeschreden, voor de fabrikant en de gebruiker van microgolfapparatuur is het in volle gang. Was voorheen de microgolftechniek een zaak van relatief grote en kostbare onderdelen als klystrons, magnetrons en golfpijpen, thans kan men, als het om niet te grote vermogens gaat, microgolven opwekken met vastestofelementen, die klein zijn en veel goedkoper. Deze microgolfonderdelen bieden de mogelijkheid systemen te realiseren die voorheen nauwelijks denkbaar waren, of om microgolfapparatuur te gebruiken in gevallen waarin deze voorheen te kostbaar of te omvangrijk geweest zou zijn; zelfs kan men aan toepassingen op niet-professioneel gebied gaan denken.

In dit nummer van Philips technisch Tijdschrift zijn een twaalftal artikelen samengebracht over onderzoekingen op microgolfgebied die in de Philips-laboratoria zijn verricht en die met elkaar een indruk geven van de aard van de veranderingen die er gaande zijn. Ze worden voorafgegaan door een artikel waarin geschetst wordt langs welke hoofdlijnen deze veranderingen zich voltrekken en met welke mogelijkheden we in de toekomst misschien geconfronteerd zullen worden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

 Philips techn. T. 32, 150-160, 1971, no. 6/7/8/9

Vastestofelektronica voor microgolven

N. E. Goddard

Inleiding

De geschiedenis der moderne techniek kent vele voorbeelden van niet-onderkende uitvindingen, tot nieuw leven gebrachte klassieke theorieën, voortijdige technische ontwikkelingen en een aantal vastgelopen industriële toepassingen. Zulke verschijnselen behoren tot de onvermijdelijke gevolgen van krachtig aangepakt pionierswerk; de technologie van de microgolfelektronica van de laatste tijd vormt daarop geen uitzondering. Dit neemt niet weg dat in techniek en gebruik een gestage vooruitgang gehandhaafd blijft. De techniek der microgolven is evenzeer van toenemend belang in gebieden als de communicatie, de omroep en de elektronica voor gebruik in huis, als voor de plaatsbepaling, de besturing en de navigatie van voertuigen te land, ter zee, in de lucht of in de vrije ruimte.

In dit nummer van Philips technisch Tijdschrift wordt verslag uitgebracht over een aantal onderwerpen die betrekking hebben op actieve microgolfonderdelen en de daarmee samenhangende schakelingen, waaraan de laatste tijd in de researchlaboratoria van het Philipsconcern is gewerkt. Het tijdstip is daartoe geschikt omdat zich aan de ene kant radicale veranderingen in de microgolftechniek voordoen, terwijl wij aan de andere kant onder de druk komen te staan van het plaatsgebrek naar frequentie, ruimte en tijd, zowel voor de maker als voor de gebruiker. Die druk leidt ertoe, het overvolle frequentiespectrum voor communicatie en omroep verder uit te breiden naar de microgolfbanden. Er is een grote vraag naar systemen die kunnen leiden tot een grotere dichtheid en een betere beheersing van het verkeer in de overvolle ruimte die beschikbaar is voor schepen, vliegtuigen en voertuigen op de weg. Ook vraagt men om steeds grotere snelheden van dataverwerking en datatransmissie, waarbij de logische bewerkingen met snelheden van gigabits per seconde moeten worden uitgevoerd en de bandbreedte van schakelingen wordt uitgedrukt in gigahertz. In de tijd die achter ons ligt, is op het gebied der microgolven reeds een omvangrijk research- en ontwikkelingswerk verricht, in het bijzonder voor veeleisende en ingewikkelde militaire toepassingen. De recente ontwikkeling van goedkope onderdelen en schakelingen opent het uitzicht op een verlokkend en steeds groeiend toepassingsgebied in de civiele sector.

In de eerste stadia van de ontwikkeling der microgolfelektronica, in een frequentiegebied dat ruwweg van 1 GHz tot 300 GHz liep, had men ontelbare problemen met stralingsverliezen van geleiders, verliezen in geleiders en diëlektrica en met de elektronenlooptijden in conventionele vacuümbuizen met roosterbesturing. De oplossing van deze problemen leidde tot de ontwikkeling van grote, gesloten stelsels van transmissielijnen en van gecompliceerde, met hoogspanning gevoede en in snelheid gemoduleerde generators en versterkers. Voor deze schakelingen werd een uiterst nauwkeurige precisietechniek uitgewerkt, geruggesteund door een zowel wetenschappelijk als praktisch voldoening gevende theoretische analyse. Hoe paradoxaal het echter ook moge klinken, microgolfelektronica betekende nog geen micro-elektronica, zelfs niet bij microvermogens. In deze toestand is nu een radicale verandering aan het komen.

Zoals ook bij de andere takken van de elektronica, is de grootste stoot tot het ontwerpen van onderdelen en apparatuur voor het microgolfgebied gegeven door de fysica van de vaste stof. Door de daaruit volgende ontwikkeling van nieuwsoortige actieve onderdelen voor energieopwekking, versterking en besturing leek het wel of de doos van Pandora openging. Nieuwe actieve onderdelen alsmede bespiegelingen omtrent hun toepassing sprongen overal uit de grond; nieuwe onderzoekingen namen toe in omvang en aantal, steunende op een directheid en verscheidenheid van mogelijkheden van wetenschappelijke communicatie die door sommigen wel eens excessief wordt genoemd. Anders dan in het analogon uit de mythologie, blijft ons echter meer dan Hoop alleen, en vele begeerde doelen zijn bereikt zonder dat er tot nu toe veel schade onder de mensheid is aangericht.

Een aantal historische notities over deze ontwikkelingen en over de hoofdlijnen waarlangs de onderzoekingen zich op het ogenblik bewegen, zullen een achtergronddecor verschaffen voor de hierna volgende artikelen en geven verwijzingen naar sommige technieken die reeds vaster voet hebben verkregen en waarover in dit nummer niet wordt gesproken.

N. E. Goddard, M.A., is hoofd van de Afdeling Systemen van Mullard Reserarch Laboratories, Redhill, Surrey, Engeland.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Actieve vastestofonderdelen

„Voor deze fraaie veronderstelling spreekt geen enkel overtuigend theoretisch argument". Dit was in 1946 het commentaar van H. C. Torrey en C. A. Whitmer [1] [*] op de sinds lang aanvaarde stelling dat, wanneer een gewone contactgelijkrichter voor frequentieconversie wordt gebruikt, het conversieverlies altijd groter dan één moet zijn. Na de germaniumkristallen met opgelaste contacten van North te hebben beschreven en te hebben aangetoond dat voor het bereiken van een negatieve conductantie voor de middenfrequentie een overgangscapacitantie vereist wordt die sterk afhangt van het daarover aanwezige potentiaalverschil, gaan zij als volgt verder: „Er is tot nu toe geen gebruik gemaakt van de versterkende eigenschappen van als mengtrap gebruikte puntcontactgelijkrichters. De mogelijkheid lijkt aanwezig om een lichtgewichtontvanger te construeren zonder buizen, die niettemin in staat is om van een zwak microgolfsignaal dat maar weinig sterker is dan de ruis, de audio-modulatie te detecteren; daartoe moet men deze kristallen met behulp van een geschikte terugkoppelschakeling op de rand van genereren houden. R. H. Dicke heeft een begin gemaakt met werk op deze grondslag, maar had nog geen overtuigende resultaten bereikt toen de oorlog een einde nam".

Daarna verliepen er weer tien jaren, waarin de transistor werd uitgevonden, voordat de groei van de vastestof-microgolfelektronica, waarvan dit profetisch commentaar een voorafschaduwing gaf, op gang begon te komen.

In 1948 wees A. van der Ziel [2] op de mogelijkheid van ruisarme versterking door middel van halfgeleiderdiodes, en in 1956 publiceerden J. M. Manley en H. E. Rowe [3] een analyse van de eigenschappen van niet-lineaire elementen en stelden zij de energievergelijkingen op voor multifrequentieomzetters en versterkers. Kort daarna beschreven H. Suhl [4] en M. T. Weiss [5] het eerste voorbeeld van een parametrische versterker. Dit was een versterker met een inductantie waarvan de niet-lineariteit was gebaseerd op de niet-lineaire eigenschappen van ferrieten. De verdere ontwikkeling werd echter belemmerd door de noodzaak zeer grote pompenergieën toe te voeren. Deze beperking gold niet voor de als „varactor" bekende diode met spanningsafhankelijke capacitantie, waarvan op dat ogenblik ook studie werd gemaakt met het oog op de toepassing voor frequentieconversie en -besturing [6] [7]. De ontwikkeling van gedegenereerde en niet-gedegenereerde parametrische versterkers met varactors volgde snel daarna [8] [9]. Enkelpoorts-varactorversterkers met negatieve weerstand bleken op grote schaal te kunnen worden toegepast waar weinig ruis en een grote bandbreedte een vereiste waren [10-12], in weerwil van moeilijkheden met de stabiliteit en met het scheiden van ingangs- en uitgangssignalen. Gelukkig had het vele reeds eerder gedane werk aan microgolf-ferrietgyrators, in het bijzonder de driepoorts- en vierpoortscirculators, reeds een oplossing voor het laatstgenoemde probleem opgeleverd. Voor varactors is een uitgebreide reeks toepassingen ontwikkeld, o.a. in frequentievermenigvuldigers, begrenzers, schakelaars en afstemeenheden.

In 1955 maakten C. H. Townes en zijn medewerkers [13] de maser bekend, een nieuw type microgolfversterker, -frequentiestandaard en -oscillator. De opwekking van coherente microgolftrillingen vond plaats door het stimuleren van overgangen tussen twee quantumtoestanden van ammoniak. Daarna opperde N. Bloembergen [14] het idee van de vastestofmaser met drie niveaus, die in 1957 door H. E. D. Scovil e.a. [15] met gadoliniumethylsulfaat werd gerealiseerd. De vastestofmaser, die een ruistemperatuur van slechts enkele graden Kelvin heeft en waarvoor een voor lopendegolfversterking gebouwde opstelling met slechts 1% bandbreedte werd ontwikkeld, was een onderdeel van vitaal belang voor de eerste ontvangers in de aardstations voor satelliet-communicatie [16]. Hij is thans voor deze toepassing grotendeels afgelost door de parametrische versterker, die beter en flexibeler is, zowel in bandbreedte als wat de werktemperatuur betreft [12].

In 1957 ontdekte L. Esaki [17] een nieuw type halfgeleiderdiode met negatieve weerstandskarakteristiek. Zijn tunneldiode, die gebaseerd is op het verschijnsel dat elektronen door *P-N*-overgangen heen kunnen tunnelen, kan gebruikt worden in een zeer brede frequentieband en behoeft slechts een eenvoudige gelijkstroomvoeding en een eenvoudige signaalketen. Ondanks de voorspelling dat deze diode een zeer groot toepassingsgebied zou vinden, vormden het geringe verwerkbare vermogen, de geringe stabiliteit, de grote broosheid en de matige ruisfactor dusdanige beperkingen dat hij slechts is toegepast in een beperkt aantal schakelingen, waarin van zijn eenvoud profijt kon worden getrokken.

Men had reeds lang ingezien dat de geringe oppervlakte der puntcontact- en *P-N*-diodes zeer enge grenzen aan het verwerkbare vermogen stelden en erkende de behoefte aan een mechanisme dat in het gehele volume van het materiaal optreedt, zoals bij de vastestofmaser, maar waarbij hoge energiedichtheden toelaatbaar moesten zijn. In 1961 voorspelden B. K. Ridley en T. B. Watkins [18] het optreden van negatieve weerstand in III-IV-halfgeleiderverbindingen als gevolg van de overgang van elektronen van het hoofdminimum naar nevenminima van de quantummechanische energie, en in 1963 toonde J. B. Gunn [19] het optreden aan van microgolftrillingen in galliumarsenide en indiumfos-

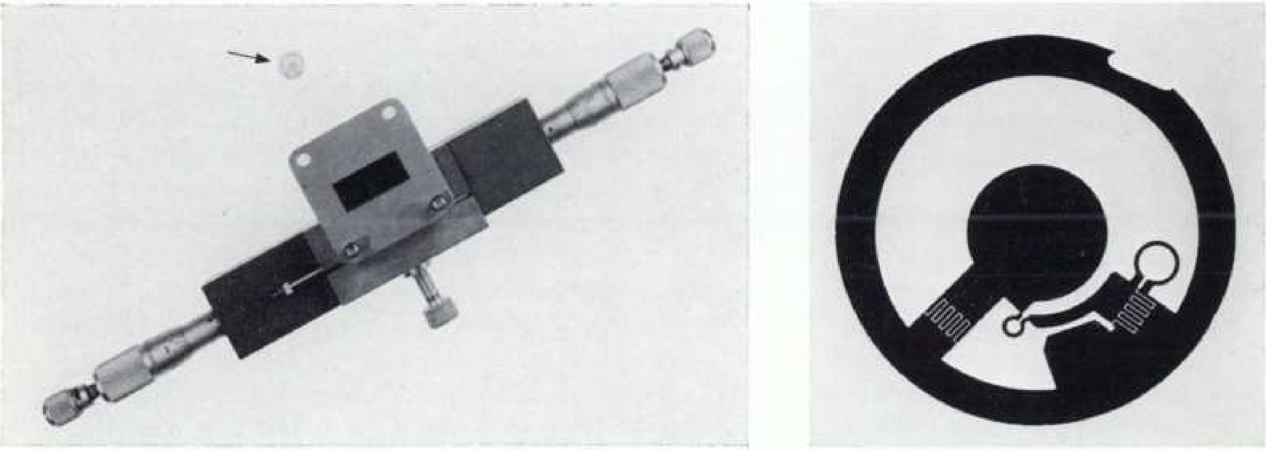
[*] De literatuuropgaven vindt men aan het eind van het artikel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

fide, die met behulp van het mechanisme van Ridley en Watkins konden worden verklaard. Het door Ridley en Watkins beschreven effect wordt daarom ook wel „Gunn-effect" genoemd. De verschillende modi waarin Gunn-diodes kunnen werken, evenals hun toepassing voor het opwekken van grote vermogens en voor het afstemmen over brede banden, zijn uitvoerig bestudeerd en over een deel der bereikte resultaten wordt elders in dit nummer geschreven [20-22].

In de jaren vijftig had W. T. Read [23] nog een ander voorstel gedaan voor een halfgeleiderdiode, waarin negatieve weerstand een gevolg zou kunnen zijn van lawineachtige doorslag en van looptijdeffecten in een recombinatie-diffusielengte, wordt een invallend microgolfsignaal met zeer geringe reflectie geabsorbeerd. De opstelling werkt dan als een elektronisch bestuurbare verzwakker [29-31].

Tegelijk met al dit werk aan nieuwe onderdelen werd met veel volharding, zij het op minder spectaculaire wijze, de planaire halfgeleidertechniek aangewend ter verbetering van de gangbare detector- en mengdiodes, die nog steeds op groter schaal worden toegepast dan andere diodes. Met de invoering van de metaal-halfgeleiderovergang (Schottky barrier diode) werden de ruisfactor, het conversieverlies, de thermische overbelastbaarheid, de dynamiek en de mechanische betrouwbaar-



a b

Fig. 1. *a*) Deze foto illustreert het zeer grote verschil in afmetingen tussen een vroege tunneldiodeversterker in een golfpijp, verstembaar van 10,7 GHz tot 11,7 GHz, en een versterker met geconcentreerde elementen (erboven afgebeeld). De laatstgenoemde uitvoering heeft een diameter van 7 mm. *b*) Sterk vergrote tekening daarvan. De geleiders zijn gemaakt door een dunne laag goud-op-chroomnikkel neer te slaan op een substraat van kwarts; de versterker is door middel van concentrische ringen verbonden met een coaxiale geleider. Bij een versterking van 10 dB en een ruisfactor van 7 dB ligt de ogenblikswaarde van de bandbreedte bij ongeveer 3 à 4 GHz.

bijzonder gebouwde halfgeleiderovergang. De eerste publicatie over een praktische uitvoering hiervan [24] dateert van 1965. Evenals voor de Gunndiode, zijn ook voor deze diode een aantal wijzen van functioneren onderzocht [25-27]. Omtrent de relatieve mogelijkheden en voordelen van Gunn- en lawine-loop-tijddiodes voor diverse toepassingen bestaat nog geen duidelijk beeld.

Voor de functies van schakelen, moduleren en begrenzen werd in 1958 een *PIN*-diode ontwikkeld. Over een diode van vergelijkbare bouw voor laagfrequente gelijkrichting bij grote vermogens had R. N. Hall [28] reeds eerder bericht. Bij microgolffrequenties treedt geen gelijkrichting op en is het centrale gebied van intrinsiek halfgeleidermateriaal niet geleidend. Wanneer door een positieve voorspanning ladingdragers in dit gebied worden geïnjecteerd en wanneer de diepte van het gebied ongeveer gelijk is aan de heid van mengtrappen aanzienlijk verbeterd [32]. De keerdiode („backward diode") die door beheerst tunnelen een sterk niet-lineaire *I,V*-karakteristiek heeft, is eveneens een gevoelige detector gebleken [33].

Het laatste actieve onderdeel dat wij hier moeten noemen is de transistor. Nadat de transistor in 1948 was geïntroduceerd, is zijn maximale werkfrequentie voortdurend opgevoerd. Experimentele, volgens nieuwe methodes gemaakte exemplaren hebben reeds gewerkt bij frequenties boven 10 GHz. Voor vele microgolftoepassingen zal men aan de transistor de voorkeur geven boven de diode, met zijn twee ingangen, omdat hij gemakkelijker bestuurbaar is en een fundamenteel betere scheiding geeft van in- en uitgang.

Deze grote verscheidenheid aan ontwikkelde onderdelen steunde op parallel lopende onderzoekingen op het gebied van de fysica der materialen en op dat der halfgeleidertechnologie, waarop wij in dit bestek niet

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023
Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kunnen ingaan. Het meeste werk aan germanium en silicium is gedaan aan onderdelen voor lagere frequenties. Bij microgolffrequenties is aan de eisen van grote beweeglijkheid der ladingdragers, lage permittiviteit en geringe afmetingen voldaan door de ontwikkeling van halfgeleiders uit III-IV-verbindingen, zoals galliumarsenide, en de ontwikkeling van methodes voor het maken van epitactische lagen [34] en van metaal-halfgeleiderovergangen met grote oppervlakte.

De techniek der schakelingen

De veranderingen die de transmissie, het filteren en de passieve verwerking van microgolfsignalen hebben ondergaan, zijn even radicaal als die bij de actieve onderdelen. Men kan in de ontwikkeling een aantal belangrijke hoofdlijnen waarnemen, zoals het ter beschikking komen van niet-reciproke schakelingen met transmissie door ferrieten, het gebruik van transmissie door middel van striplijn en het uitwerken van een technologie voor schakelingen met in hoofdzaak geconcentreerde elementen. Voorts is er doorlopend verder ontwikkeld aan de alomtegenwoordige richtkoppeling, die een bouwsteen is in talloze microgolfinstallaties.

Striplijnschakelingen, hetzij afgeschermd en symmetrisch, hetzij met open microstriplijn, zijn reeds zeer lang bekend [35] [36], maar er was nog veel ontwikkelingswerk nodig om technisch en industrieel bevredigende toepassingen mogelijk te maken [37] [38]. De elektromagnetische veldpatronen, waarvoor geen eenvoudige gesloten oplossingen beschikbaar waren, moesten worden geanalyseerd en vertaald in modus-vergelijkingen, geschikt voor een analyse der schakelingen. Er moesten diëlektrische substraten worden ontwikkeld met kleine verliezen, waarvan permittiviteit en afmetingen binnen nauwkeurig bepaalde grenzen moesten liggen. Maar de voornaamste belemmering voor de techniek der striplijnschakelingen was het niet op elkaar aansluiten van de transmissielijnen, die essentiëel planair zijn, en de beschikbare coaxiale halfgeleiderdetectors en de vacuümbuizen, met hun coaxiale en van golfpijp gemaakte trillingskringen. Aan passieve planaire geïntegreerde microgolfschakelingen was veel en goed ontwikkelingswerk gedaan, doch niet aan de complementaire actieve onderdelen.

Vastestofonderdelen voor versterkers en oscillators, zoals varactors, lawine-, tunnel- en Gunn-diodes, vooral in omhullingen die geschikt zijn voor montage in striplijn, hebben zeer grote verandering gebracht in het ontwerp en de toepassingsmogelijkheden van geïntegreerde microgolfschakelingen [39].

Het onderzoek aan onderdelen die op het gebruik van microgolfferrieten zijn gebaseerd beperkt zich op het ogenblik tot enige speciale gebieden, zoals dat van de voortplanting van oppervlaktegolven. Er zijn op het ogenblik een groot aantal uitvoeringen beschikbaar van gyrators en fasedraaiers in holle geleiders, coaxiale lijnen en striplijnen. Het probleem, ferrietonderdelen te doen aansluiten op geïntegreerde schakelingen, is op een aantal verschillende manieren aangepakt. Een geslaagd ontwerp van dunnelaagcirculators op een inzet van ferriet wordt elders besproken [37]. Twee nieuwe benaderingen zijn het gebruik van een ferrietsubstraat voor de gehele geïntegreerde schakeling, met gemagnetiseerde gebieden voor de niet-reciproke gedeelten, alsmede het ontwerp van circulators met uiterst kleine, geconcentreerde elementen op zeer kleine plakjes ferriet [37] [40].

Eenvoudige microgolfschakelingen met geconcentreerde elementen, zoals afstembare golfmeters, zijn al ongeveer dertig jaar bekend. Gezien de ontwikkeling van de precisiefabricage van miniatuurcomponenten zouden zulke schakelingen ongetwijfeld een ruimere toepassing hebben kunnen vinden. Evenals bij de striplijnen vormde de aansluiting op de actieve onderdelen een zeer ernstig probleem, en dit soort ontwikkeling zou weinig economische of technische waarde hebben gehad. Bij gebruik van halfgeleideronderdelen en een planaire techniek voor de schakelingen verdwijnen de aansluitingsproblemen, en dunnelaagschakelingen met geconcentreerde elementen zullen ongetwijfeld voor vele toepassingen vaste voet verkrijgen [40]. Het verschil in afmetingen, b.v. tussen een vroege tunneldiodeversterker in een golfpijp en zijn equivalent met geconcentreerde elementen, is geweldig (*fig. 1*).

Twee van de belangrijkste elementen in een microgolfschakeling zijn het filter en de richtkoppeling. Voor bijzondere toepassingen, zoals richtfilters in een netwerk met kanaalaftakkingen voor H_{01}-millimeter-transmissiesystemen, is het nodig holle geleiders te gebruiken om een minimale demping te verkrijgen. Voor meer algemene doeleinden worden echter op grote schaal filters toegepast met impedantietransformatie of samengesteld uit lijnstukken, die zijn gemaakt volgens de dunnelaagtechniek en die geschikt zijn voor geïntegreerde schakelingen. Wanneer bij het ontwerp gebruik wordt gemaakt van een computer die binnen de voor de afmetingen gestelde grenzen op maximale prestatie werkt, is het bij gebruik van ponsbandbesturing uitvoerbaar om een systeem zodanig te programmeren voor de vervaardiging van maskers, dat rechtstreeks kan worden uitgegaan van de vereiste fundamentele filterkarakteristieken (*fig. 2*). Er zijn ook afstembare filters ontwikkeld [37].

Bij lagere frequenties en bij gebruik van geconcentreerde elementen was de richtkoppeling bekend als een symmetrische vierpool. Voor microgolven is de richtkoppeling aanvankelijk ontwikkeld als tover-T of als

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

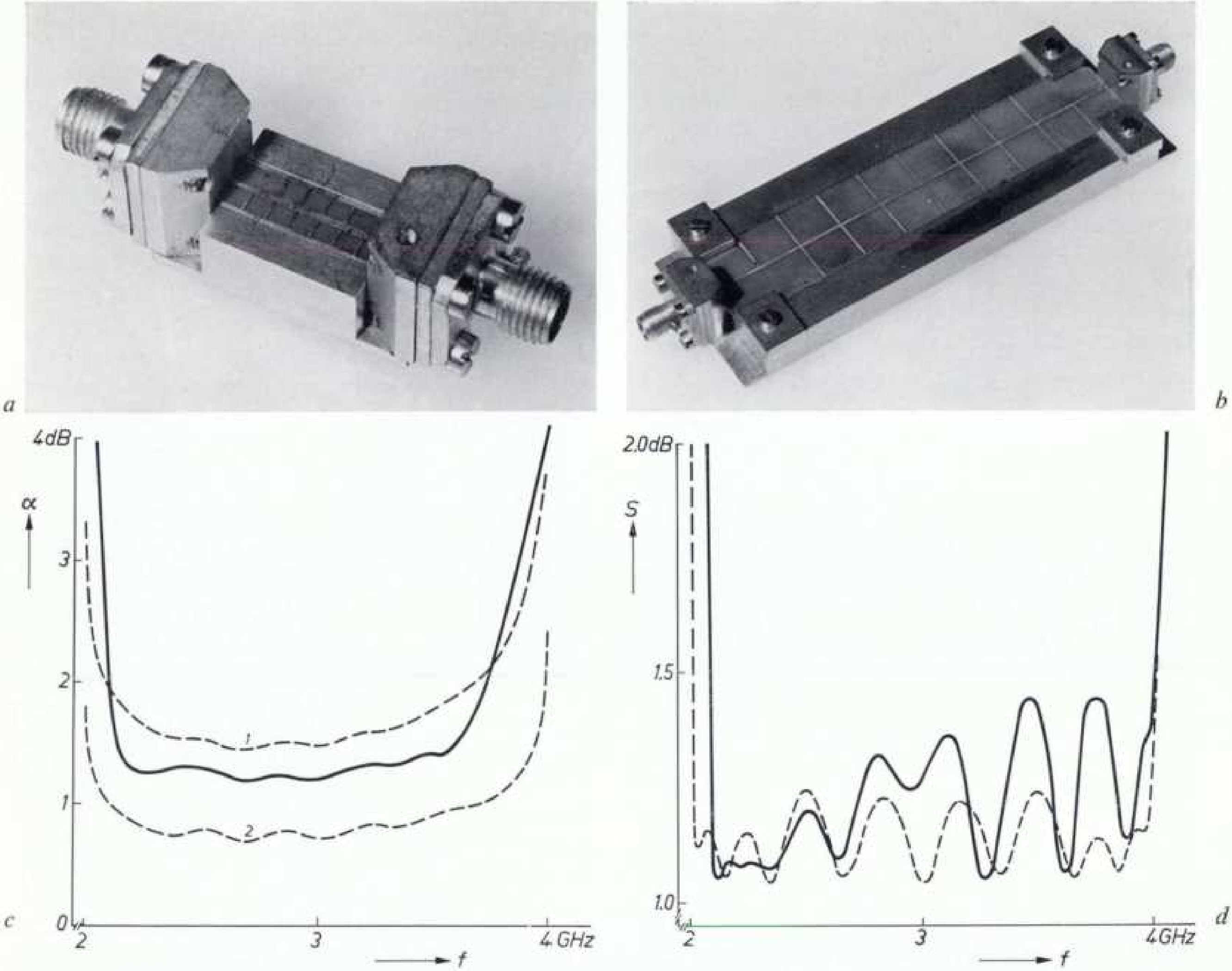


Fig. 2. Fotografische en opdamptechnieken zijn zeer geschikt voor het maken van compacte microstrip-microgolfonderdelen. Een dun strookje goud is neergeslagen op een substraat van aluminiumoxide, terwijl op de keerzijde een aardvlak is neergeslagen. Wanneer bij het ontwerp een computer wordt ingeschakeld, is het uitvoerbaar om een systeem zodanig te programmeren dat de maskers voor het produktieproces worden gemaakt door direct van de fundamentele filter-eisen uit te gaan.
a) Op deze wijze gemaakt microstrip-bandfilter voor 8-18 GHz.
b) Als (*a*), maar voor de band van 2 tot 4 GHz.
c) Tussenschakeldemping α van het onder (*b*) afgebeelde filter. De getrokken lijn geeft de gemeten resultaten; de gestippelde lijnen gelden voor berekende resultaten, waarbij voor curve *1* een dempingsconstante van 0,4 dB/golflengte en voor curve *2* een dempingsconstante van 0,2 dB/golflengte is aangenomen.
d) Staandegolf-spanningsverhouding *S* van het onder (*b*) afgebeelde filter. De getrokken lijn geeft de gemeten resultaten, de stippellijn de berekende.

ringkoppeling in golfpijpuitvoering. Een van de eerste koppelingen met brede doorlaatband die ontwikkeld werd, was de coaxiale ring met fase-omkering; deze bestond uit een nabij-koppeling met 90° fasedraaiing, aangebracht in een balansring. Er is een grote verscheidenheid van richtkoppelingen ontwikkeld en aangepast voor het gebruik in geïntegreerde schakelingen met dunne lagen. Na de „re-entrant"- en de „overlay"-koppeling is een van de meestbelovende recente methodes, die ook mogelijkheden van toepassing in andere schakelingen bezit, de combinatie van de microstriplijn met zijn tegenpool, de spleetlijn (*fig. 3*).

Actieve onderdelen voor bestaande systemen

Nu we een korte schets hebben gegeven van de geschiedenis van vastestof-microgolfonderdelen en -schakelingen, past de vraag, in hoeverre zij voor toepassing in de gangbare systemen in aanmerking komen en welke invloed zij kunnen hebben op de in de toekomst aan het ontwerp van apparatuur te stellen eisen. De prestaties waartoe de techniek van het ogenblik in staat is kunnen het best worden samengevat in termen van detector- en ontvangergevoeligheid (*fig. 4*) en in die van het vermogen dat kan worden opgewekt (*fig. 5*). De voortdurende technische verbeteringen ten aanzien van

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023
Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

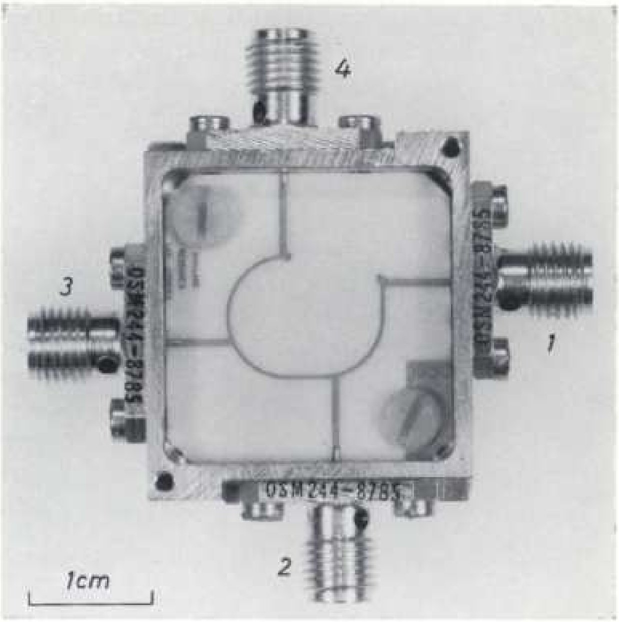
het werken bij de hoogste frequenties doen zulke samenvattingen evenwel snel verouderen, terwijl het al evenzeer moeilijk is om de prestaties van speciale laboratoriumopstellingen te beoordelen naar hun waarde voor de praktijk.

Voor communicatie-, omroep-, radar- en navigatiesystemen die binnen de dampkring werken, is het bekende radiovenster tussen ongeveer 1 GHz en 15 GHz van belang. Voor systemen die zo goedkoop mogelijk moeten zijn, leveren de tunneldiode en de mengdiode ruisfactoren variërend van 2 tot 6 dB, afhankelijk van de frequentie en van het type. Van de transistor kan worden verwacht dat hij in dit gebied in toenemende mate zal worden gebruikt nu nieuwe technieken, zoals ionenimplantatie, een verbetering van het geometrisch ontwerp mogelijk maken, en ook als bij voorbeeld de veldeffecttransistor verder ontwikkeld wordt. Zonder koeling heeft de parametrische versterker een ruistemperatuur die lager is dan overeenkomt met de atmosferische thermische ruis op zeeniveau, waardoor hij gelijkwaardig is aan de meeste andere aardse systemen. Conventionele parametrische versterkers behoeven een pompfrequentie die veel hoger is dan de signaalfrequentie, maar bij gebruikmaking van vastestofpompgenerators en dunnelaagschakelingen kunnen de kosten van de apparatuur reeds betrekkelijk laag worden gehouden. Voor verbindingen tussen de aarde en ruimtestations, die een grote bandbreedte vereisen, geeft de gekoelde parametrische versterker de beste combinatie van gevoeligheid en bandbreedte. Voor mobiele aardstations met geringere bandbreedte zijn niet-gekoelde parametrische versterkers logistisch verkieslijker.

Afgezien van enkele speciale toepassingen, zoals de 35-GHz-radar, zijn onderdelen voor hogere frequenties het meest van belang voor vaste verbindingen met zeer grote bandbreedte via ronde golfpijpen met lage verliezen. De hiervoor voorgestelde frequenties liggen tussen 35 en 110 GHz, en aan de ontwikkeling van geschikte onderdelen voor versterkers wordt gewerkt.

Voor de ontvangst van zwakke signalen kan, op een enkele uitzondering na, de halfgeleider de vacuümbuis vervangen. Zoals uit fig. 5 blijkt, kunnen de actieve halfgeleideronderdelen nog niet met de vacuümbuizen concurreren waar het gaat om het genereren van grote vermogens, maar in zenders voor geringe vermogens zullen zij veelvuldig toepassing vinden. Zij zijn ook klein genoeg om in matrices te worden opgesteld, en het ziet ernaar uit dat op deze wijze een aanmerkelijk effectief vermogen kan worden uitgestraald.

Door het beschikbaar komen van goedkope microgolfgenerators en geïntegreerde schakelingen kan de toepassing van radar- en communicatietechnieken zich ook uitbreiden naar nieuwe marktgebieden. Eenvoudige Doppler-radarinstallaties worden reeds op ruime schaal toegepast ter bescherming van kantoren en woonhuizen tegen ongewenste bezoekers. Er is geëxperimenteerd met miniatuur-radarinrichtingen als hulpmiddel voor chauffeurs, om bij slecht zicht voertuigen op vliegvelden te kunnen besturen. Ook is er een microminiatuurradar gemonteerd in een wegdek, waar-



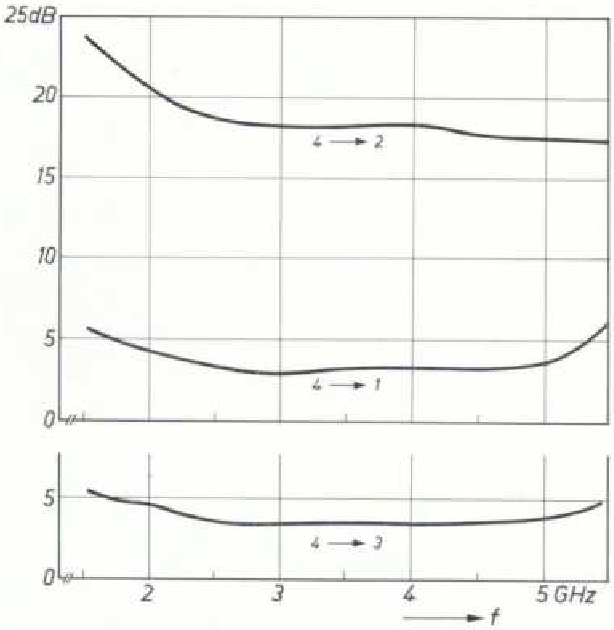


Fig. 3. Foto en eigenschappen van een richtkoppeling waarin de microstrip- en spleetlijntechnieken zijn gecombineerd. Een spleetlijn wordt gevormd door een smal sleufje uit te snijden in een metaallaag die zich op een diëlektricum bevindt. Drie paar poorten zijn verbonden door een microstriplijn; het vierde paar (1,4) is verbonden door een spleetlijn. De combinatie van microstrip- en spleetlijntransmissielijnen geeft in een breed frequentiegebied een vlak verlopende koppeling en een grote isolatie (4,2).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

bij de ingenomen ruimte overeenkomt met die van een „katteoog". Deze radar neemt de voertuigen waar en meet dan hun snelheid ten behoeve van de verkeersregeling. Toepassingen van dit soort zullen steeds talrijker worden.

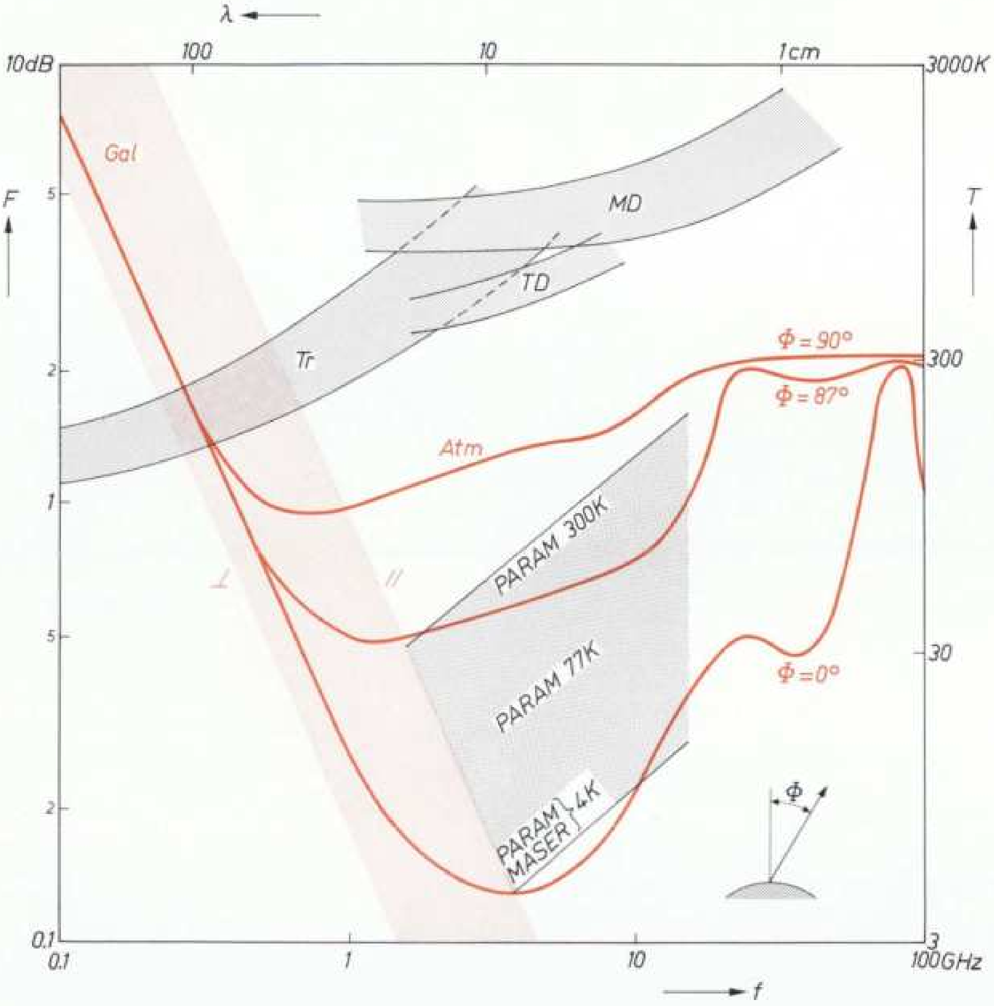


Fig. 4. In deze figuur wordt de ruis van een aantal typen microgolfontvanger (grijze vlakken) vergeleken met de ruis ter plaatse van de antenne, veroorzaakt door de atmosfeer (*Atm*) en door de melkweg (*Gal*). Als maat voor de ruis is in verticale richting rechts de antenne-ruistemperatuur T en links de ruisfactor F uitgezet; f is de frequentie en λ de golflengte. *Tr* transistors. *MD* mengdiodes. *TD* tunneldiodes. *PARAM* parametrische versterkers. De rode lijnen geven weer hoe de in de antenne opgewekte ruis met de frequentie varieert voor $\Phi = 0°$, 87° en 90°, waarbij Φ de hoek is tussen de antennerichting en de verticaal. Bij de lagere frequenties is de antenneruis hoofdzakelijk melkwegruis (geschaduwde strook); bij de hogere frequenties domineert de atmosferische ruis. Tussen ongeveer 1 en 15 GHz ligt het „radiovenster", dat van belang is voor systemen die binnen de dampkring werken.

Quo vadis?

Wanneer er geen opzienbarende nieuwe ontdekkingen worden gedaan, lijkt de ontwikkelingsgang van actieve vastestofonderdelen voor microgolfdoeleinden voor de naaste toekomst vast te liggen. Wanneer wij speculatieve beschouwingen aan de ontwikkeling der microgolfelektronica willen wijden, moeten wij ons op het terrein der mogelijke ontwikkeling van nieuwe systemen begeven.

De vervanging van de vacuümbuizen door halfgeleideronderdelen, over het gehele microgolfspectrum en met de grootste vermogens als enige uitzondering, is een taak en een uitdaging, en moet leiden tot compactere, doeltreffender en goedkopere systemen. Daarmee is het verhaal echter nog niet uit, want wij moeten een nog veel grotere uitdaging tegemoettreden. Laten wij eens kijken naar de situatie bij lagere frequenties, waarvoor de halfgeleiders al veel verder ontwikkeld zijn. We nemen dan nota van de verschijning van draagbare radio- en televisieontvangers en van de wat langzamer doorwerkende invloed op kapitaalgoederen, zoals die voor het telefoonbedrijf. De krachtigste expansiedrang op grondslag van de halfgeleidertechniek doet zich echter gelden op het gebied van de computer en van de systemen voor dataverwerking. Dit is in belangrijke mate het

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gevolg van het feit dat de grote onderdelendichtheid en het geringe energieverbruik van de halfgeleiderschakelingen, in het bijzonder van de monolithische geïntegreerde schakelingen, het mogelijk gemaakt hebben schakelfuncties, zowel parallel als in serie, tot een zeer grote matrix te verenigen, iets wat de met vacuümbuizen werkende systeemontwerper welhaast ondenkbaar moest lijken. Een dergelijk verschiet lokt nu ook de ontwerper van microgolfsystemen, want geïntegreerde microgolfschakelingen kunnen heel klein zijn, verbruiken weinig stroom en zijn goedkoop. We moeten misschien niet verwachten dat er zich een nieuwe industrie van dezelfde grootte als de computerindustrie zal ontwikkelen — hoewel erop gewezen kan worden dat de bij logische bewerkingen optredende frequenties tot in het microgolfspectrum reiken —, maar het lijkt waarschijnlijk dat het tot nieuwe en belangrijke ontwikkelingen zal komen wanneer research en ontwikkeling op systeemgebied nota gaan nemen van de nieuwe techniek.

Laten wij deze analogie tussen de ontwikkeling op vastestofgebied voor de lagere en voor de microgolffrequenties eens verder vervolgen en zien waar dit toe leidt.

Televisieomroep op microgolven is door de ontwikkeling van de nieuwe techniek reeds economisch mogelijk en voorziet in een praktische behoefte, gezien de overvolheid van de lagere frequentiebanden in dichtbevolkte, veeltalige gebieden (*fig. 6*). De omroep met behulp van microgolfsatellieten is reeds een onderwerp van ernstige studie.

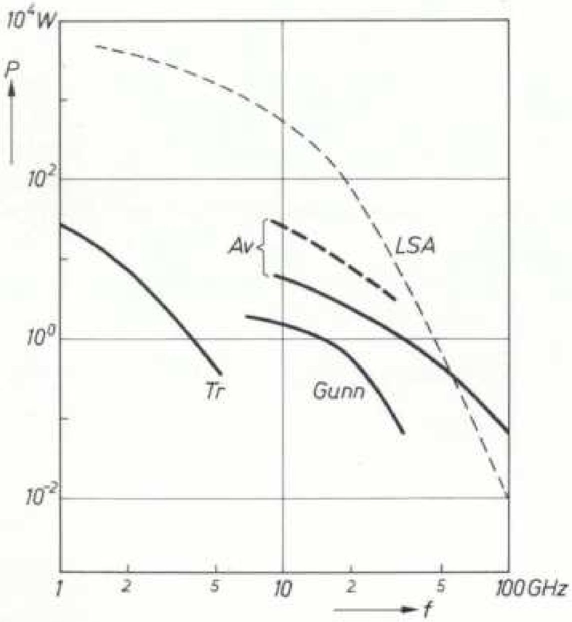


Fig. 5. Het vermogen *P*, als functie van de frequentie *f*, dat verschillende vastestof-microgolfgenerators bij de huidige stand van de techniek kunnen leveren. *Tr* transistor. *Gunn* Gunn-oscillator, continu oscillerend. *LSA* idem, werkend in de LSA-modus. *Av* lawine-looptijdoscillator, continu (getrokken lijn) en intermitterend (streeplijn) werkend.

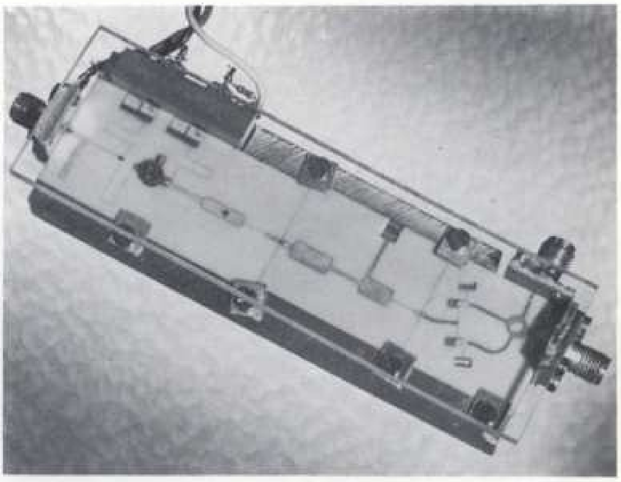


Fig. 6. Experimentele mengtrap voor microgolf-televisieontvangers. Deze zet microgolf-omroepsignalen uit aard- of satellietstations om in UHF-signalen, geschikt voor standaardontvangers. Deze microstrip-meng- en -versterkschakeling ontvangt signalen in de 12-GHz-band en levert uitgangssignalen in de UHF-band van 600 tot 900 GHz.

Gezien zijn omvang is de omroep duidelijk een belangrijk gebied voor de microgolftechniek, maar de ontwikkelingen op vastestofgebied voor lagere frequenties, die wij noemden, maken dat de belangrijke mogelijkheden voor nieuwe systemen op andere gebieden dan dat van de omroep moeten worden gezocht. Tot voor kort kon de ontwerper van microgolfsystemen in geen andere termen denken dan in die van klystron- en magnetrongenerators, die beide met hoogspanning worden gevoed, en van golfpijp- en coaxiale schakelingen, waarvoor bijzonder nauwkeurig „loodgieterswerk" vereist wordt. Afgezien van ingewikkelde militaire systemen, was voor de ontwerper één zend- en één ontvangkanaal alles wat hij zich voor een gangbare installatie kon veroorloven of wat hij daarin kon onderbrengen. Op het ogenblik zijn er veel ingewikkelder veelkanaalssystemen denkbaar en uitvoerbaar, waarin de signalen bewerkingen ondergaan op een soortgelijke wijze als dat in de computer met gegevens gebeurt. Een bekend voorbeeld is het elektronisch bestuurde antennesysteem, dat uit een grote matrix van microgolf-antennes bestaat. Door regeling van de fase [41] en de amplitude van de straling der individuele elementen, of door bewerking van de signalen die worden ontvangen, kan men tot een in hoge mate bestuurbaar en wendbaar systeem komen, dat in staat is een groot aantal parallel- en seriefuncties te vervullen. In een radarsysteem zou men zulk een antennesysteem kunnen gebruiken om een aantal doelen gelijktijdig te volgen en dit te combineren met een zich over de ruimte uitstrekkende bewaking.

Een ander belangwekkend voorbeeld waarin misschien mogelijkheden voor nieuwe systemen verscholen liggen, is de meervoudige fasediscriminator (*fig. 7*).

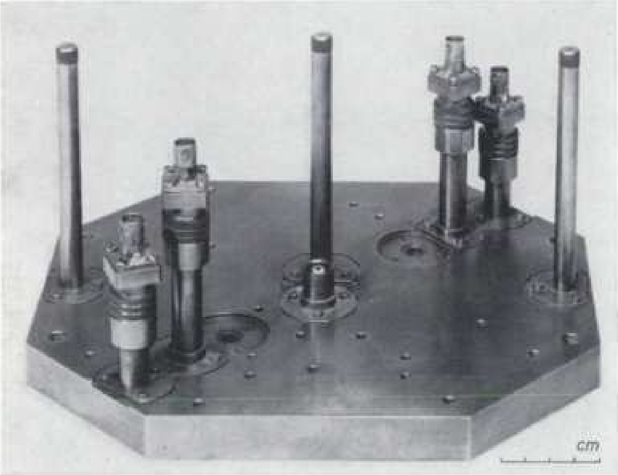
Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fasemeting is belangrijk in microgolfsystemen, vooral bij systemen van ontvangantennes [42], omdat, wanneer de fasen en de amplitudes der signalen in alle antennes bekend zijn, de in het systeem voorhanden informatie geheel vastligt. In toepassingen waarin de plaats van uitzending en de frequentie van signalen moeten worden bepaald, is fasemeting bijzonder nuttig.

De fase is een cyclisch gegeven voor radiosignalen, en door voor twee signalen van identieke frequentie hetzij de looptijd in de schakeling, hetzij de weglengte tussen twee antenne-elementen te vergroten, kan men de fasemeting gebruiken om de frequentie of de richting van aankomst van een signaal te bepalen, waarbij de nauwkeurigheid alleen door de tijdsduur van het signaal wordt bepaald. Hoe groter echter het scheidend vermogen van de fasemeetschakeling, hoe groter ook het aantal mogelijkheden dat de frequentie of de richting niet ondubbelzinnig bepaald zijn, waarbij het aantal mogelijkheden overeenkomt met het aantal malen dat de signaalperiode in het relatieve verschil in vertraging, of de golflengte in het verschil in weglengte is begrepen. Men kan aantonen dat alle dubbelzinnigheid kan worden geëlimineerd door gebruik te maken van een veelkanaalssysteem, waarbij maximale voortplanting van het signaal door de ruimte of door de apparatuur mogelijk is. In een uitgevoerd voorbeeld van dit systeem zijn er N tijds- of wegverlengingen in de verhouding $1:2:4:8\ldots:2^N$, en $N+1$ ontvangers. Bij een passende verwerking van de fasemetingen wordt de nauwkeurigheid van de frequentie- of de richtingsmeting bepaald door de grootste tijds- of wegverlenging en de ogenbliksfrequentie of openingshoek door de schakeling met de kleinste vertraging.

a



b

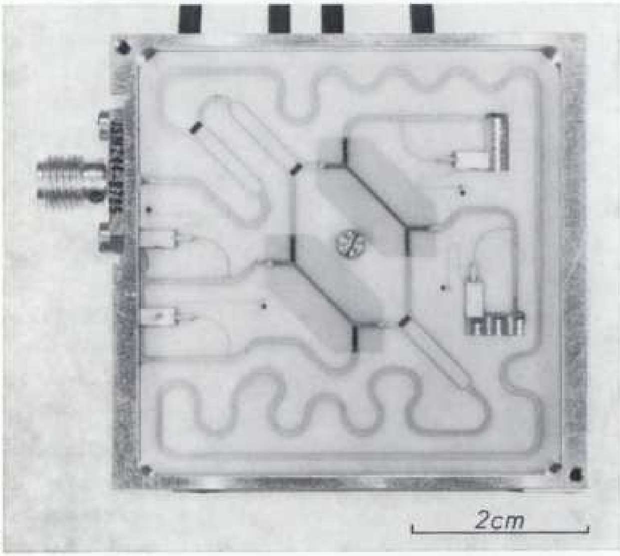


Fig. 7. *a*) Vroege experimentele fasediscriminator in coaxiale uitvoering voor de band van 2,0 tot 4,0 GHz. De schakeling bevat vijf balansringen, vier detectordiodes en drie aangepaste belastingen. *b*) Microstripdiscriminator voor dezelfde frequentieband. De fasebrug wordt hier gevormd door twee overlay-koppelingen, en er zijn tevens drie aangepaste T-vormige energiedelers, detectors, belastingsweerstanden en een lange vertragingslijn.

Een van de eerste voorbeelden van zo'n systeem is de ontvanger voor ogenblikfrequentiemeting (*fig. 8*). Deze unieke ontvanger verwerkt signalen over een frequentiegebied ter grootte van een octaaf en meet ogenblikkelijk de frequentie met een nauwkeurigheid die bepaald wordt door het aantal toegepaste vertragingslijnen en fasediscriminators, alsmede door de duur van het signaal. Een groot aantal op wisselende ogenblikken binnenkomende signalen met zeer verschillende signaalamplitude kan worden gemeten zonder dat er afgestemde kringen of ontvangerinstellingen bij te pas komen. De grote fasetolerantie van het systeem maakt nauwkeurige frequentiemeting mogelijk, ook wanneer er tegelijkertijd stoorsignalen binnenkomen die slechts enkele decibels zwakker zijn dan het te meten signaal. Dat de afmetingen en het stroomverbruik van de apparatuur voor een dergelijk veelkanaalssysteem binnen redelijke en praktische grenzen kunnen worden gehouden, is mogelijk gemaakt door het gebruik van hybridische en monolithische geïntegreerde schakelingen voor alle functies, zowel voor het microgolfgedeelte als voor de verwerking van digitale signalen (*fig. 9*).

Een verwant voorbeeld van een volgens deze techniek samengesteld systeem, dat eveneens uitvoerbaar is geworden door het gebruik van hybridische geïntegreerde schakelingen, is dat waarin microgolfinterferometers worden gebruikt voor het binnenloodsen van alle typen vliegtuigen met verticale of zeer korte landingsweg en van conventionele vliegtuigen met vaste vleugels. In dit geval wordt er een in een rechte lijn opgestelde groep ontvangers gebruikt om de hoek te meten waaronder de signalen van een in het vliegtuig geplaatst baken binnenkomen. De onderlinge afstanden der antennes zo zijn gekozen dat de aftasting over de openingshoek maximaal wordt. Twee groepen antennes, één voor het azimut en één voor de elevatie (*fig. 10*), maken het mogelijk, steeds de ogenbliks-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

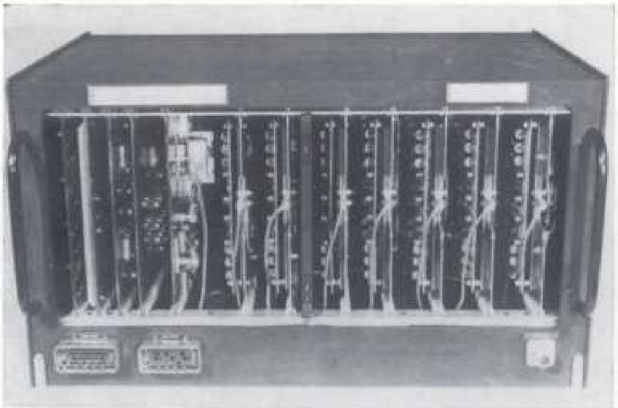


Fig. 8. Ontvanger voor ogenblikmeting van de frequentie. Er zijn zeven hybridische geïntegreerde microgolf-discriminatorkanalen, elk met bijbehorende versterkers (voor video-frequenties) en digitale schakelingen, eveneens in geïntegreerde vorm. Eenvoudige logische schakelingen zetten de uitgangssignalen van de discriminators om in een stel nauwkeurige en ondubbelzinnige parallel-binaire cijfers die de signaalfrequentie weergeven. Binnen een octaaf van frequenties meet de ontvanger de frequenties van signaren, zonder gebruik van afgestemde kringen of andere regelinlichtingen.

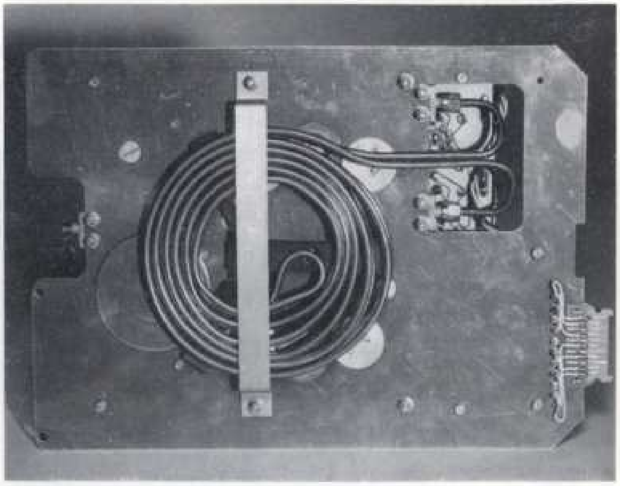


Fig. 9. Een van de frequentie-discriminatoreenheden uit de ontvanger van fig. 8. De eenheid is een striplijnschakeling met een coaxiale vertragingslijn, en is voorzien van stekercontacten voor snelle uitwisselbaarheid. De detectors, belastingsweerstanden en een trombone voor fase-instelling maken deel uit van de striplijnschakeling.

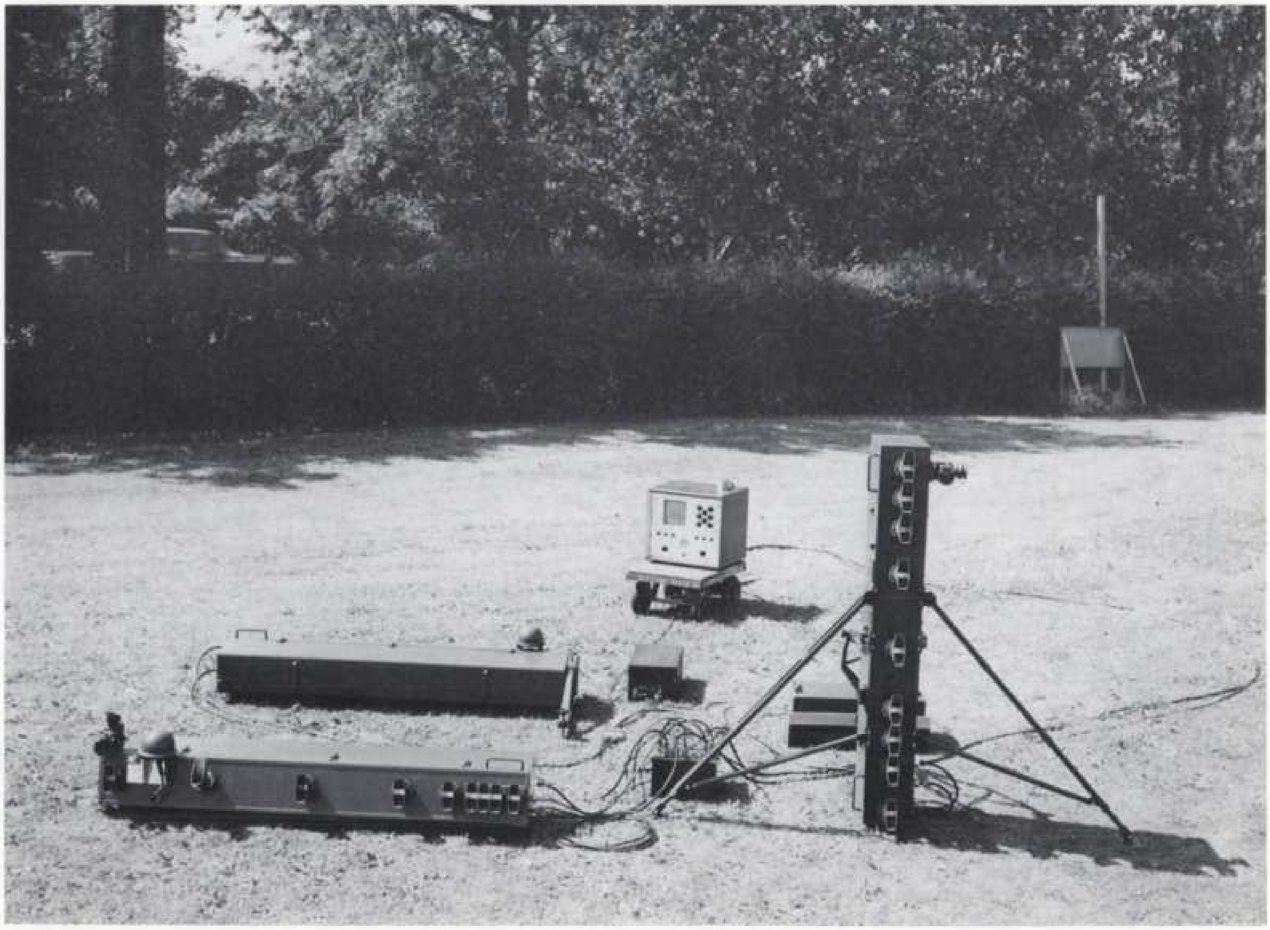


Fig. 10. Een systeem dat uitvoerbaar is geworden door het gebruik van hybridische geïntegreerde microgolfschakelingen, die zowel compact als robuust zijn. In dit geval zijn drie microgolf-interferometers gecombineerd tot een systeem dat gebruikt wordt om helikopters en vliegtuigen met vaste vleugels naar de plaats van landing te loodsen. De interferometereenheden bevatten afstandsmeetapparatuur en een dataverbinding. Een horizontaal systeem van hoornantennes (ongeveer 2 m lang) geeft over een wijde horizon koersgeleide bij aan- en overvliegen, met een standaardafwijking van ongeveer 0,05°. Het verticale systeem geeft tegelijkertijd verticaal koersgeleide voor elevaties tussen 2° en 20° met een standaardafwijking van ongeveer 0,1°.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

waarde der aanvlieghoeken te meten van een groot aantal vliegtuigen, waarbij zowel de elevatie (dalingshoek) als het azimut (koersmeting) een groot gebied kunnen bestrijken. Er kunnen hierbij een zeer grote hoeknauwkeurigheid en een grote mate van ongevoeligheid voor fasestoringen worden bereikt.

Dit zijn slechts twee voorbeelden uit de belangrijke systeemtoepassingen die mogelijk zijn geworden door de nieuwe techniek der actieve microgolfonderdelen en -schakelingen, gecombineerd met oorspronkelijke ideeën inzake veelkanaalsmeettechnieken. Het gebruik van goedkope microgolfschakelingen voor signaalverwerking, gekarakteriseerd door het behoud van fase en amplitude van elk der signalen die worden ontvangen door de individuele elementen van een grote groep ontvangantennes, wijst wellicht in welke richting de microgolfelektronica zich in de toekomst zal bewegen. De natuurkundige beginselen zijn welbekend en de nieuwe microgolftechniek staat ter beschikking. Wanneer wij ons bij het ontwerp van de apparatuur consequent blijven heroriënteren, zullen er ongetwijfeld nog vele belangrijke nieuwe systemen het licht zien.

Literatuur

[1] H. C. Torrey en C. A. Whitmer, Crystal rectifiers, McGraw-Hill, New York 1948.
[2] A. van der Ziel, J. appl. Phys. **19**, 999, 1948.
[3] J. M. Manley en H. E. Rowe, Proc. IRE **44**, 904, 1956.
[4] H. Suhl, Phys. Rev. **106**, 384, 1957.
[5] M. T. Weiss, Phys. Rev. **107**, 317, 1957.
[6] A. Uhlir Jr., Proc. IRE **44**, 1183, 1956.
[7] L. J. Giacoletto en J. O'Connell, RCA Rev. **17**, 68, 1956.
[8] M. E. Hines. Amplication in non-linear reactance modulators, 15th Annual Conf. Electron Tube Research. Berkeley, (U.S.A.), 1957.
[9] G. F. Herrmann, M. Uenohara en A. Uhlir Jr., Proc. IRE **46**, 1301, 1958.
[10] C. S. Aitchison, Philips techn. T. **28**, 304, 1967.
[11] C. S. Aitchison, R. Davies en P. J. Gibson, Proc. Symp. on Microwave Applications of Semiconductors, Londen 1965, paper 26, ook gepubliceerd in IEEE Trans. **MTT-15**, 22, 1967.
[12] C. S. Aitchison, E. L. Hentley, S. R. Longley en J. C. Williams, Proc. MOGA Conf., Hamburg 1968.
[13] J. P. Gordon, H. J. Zeiger en C. H. Townes, Phys. Rev. **99**, 1264, 1955.
[14] N. Bloembergen, Phys. Rev. **104**, 324, 1956.
[15] H. E. D. Scovil, G. Feher en H. Seidel, Phys. Rev. **105**, 762, 1957.
[16] J. C. Walling en F. W. Smith, Philips techn. T. **26**, 33, 1964/65.
[17] L. Esaki, Phys. Rev. **109**, 603, 1958.
[18] B. K. Ridley en T. B. Watkins, Proc. Phys. Soc. **78**, 293, 1961.
[19] J. B. Gunn, Solid State Comm. **1**, 88, 1963.
[20] G. A. Acket, R. Tijburg en P. J. de Waard, De Gunn-diode; dit nummer, blz. 241.
[21] J. de Groot en A. Mircea, Computer-berekeningen aan het Gunn-effect; dit nummer, blz. 257.
[22] J. Magarshack, De Gunn-diode als oscillator en versterker; dit nummer, blz. 269.
[23] W. T. Read Jr., Bell Syst. tech. J. **37**, 401, 1958.
[24] R. L. Johnston, B. C. De Loach Jr. en B. G. Cohen, Bell Syst. tech. J. **44**, 369, 1965.
[25] D. de Nobel en M. T. Vlaardingerbroek, Lawine-looptijddiodes; dit nummer, blz. 198.
[26] K. Mouthaan, Lawine-looptijdoscillators; dit nummer, blz. 216.
[27] P. J. de Waard, Anomale oscillaties met een lawine-looptijddiode; dit nummer, blz. 232.
[28] R. N. Hall, Proc. IRE **40**, 1512, 1952.
[29] F. C. de Ronde, H. J. G. Meyer en O. W. Memelink, IRE Trans. **MTT-8**, 325, 1960.
[30] A. Uhlir Jr., Proc. IRE **46**, 1099, 1958.
[31] T. H. B. Baker, Electronic Technology **38**, 300, 1961.
[32] H. N. Daglish, J. G. Armstrong, J. C. Walling en C. A. P. Foxell, Low-noise microwave amplifiers, Cambridge Univ. Press, 1968.
[33] T. Oxley en F. Hilsden, Radio and Electronic Engr. **31**, 181, 1966.
[34] A. Boucher en B. C. Easton, Epitactische galliumarsenidelagen; dit nummer, blz. 252.
[35] D. D. Grieg en H. F. Engelmann, Proc. IRE **40**, 1644, 1952.
[36] W. E. Fromm en E. G. Fubini, Proc. N.E.C., Chicago 1954.
[37] M. Lemke en W. Schilz, Geïntegreerde microgolfschakelingen op een ferrietsubstraat; dit nummer, blz. 184.
P. Röschmann, YIG-filters; dit nummer, blz. 192.
[38] S. J. Robinson en P. T. Saaler, Philips techn. T. **28**, 312, 1967.
[39] J. H. C. van Heuven en A. G. van Nie, Geïntegreerde microgolfschakelingen; dit nummer, blz. 161.
[40] C. S. Aitchison, Microgolfschakelingen met geconcentreerde elementen; dit nummer, blz. 174.
[41] J. H. C. van Heuven, *PIN*-schakeldiodes in fasedraaiers voor elektronisch bestuurde antennesystemen; dit nummer, blz. 277.
[42] R. N. Alcock, Philips techn. T. **28**, 327, 1967.

Samenvatting. Als inleiding tot dit nummer over actieve vastestofonderdelen wordt de ontwikkelingsgeschiedenis geschetst van die onderdelen en van de daarbij passende schakelingen, beginnende bij de bespiegelingen uit de jaren veertig en eindigende bij de huidige stand van de techniek.

Wanneer wij de grote vermogens uitsluiten, kunnen de actieve vastestofonderdelen in de bestaande apparatuur en in de bestaande systemen de vacuümbuizen vervangen, waarbij vaak de prestatie beter is en de prijs lager. De microgolftechniek wordt van toenemende betekenis in communicatiesystemen, de omroep, de elektronica in huis, en in de regeling en de navigatie bij alle vormen van verkeer.

De aansporing tot systeemvernieuwing, door de microgolftechniek gegeven, heeft waarschijnlijk nog niet ten volle doorgewerkt. De gegeven voorbeelden van nieuwe veelkanaalsapparatuur, waarbij de vastestof-microgolfschakelingen in de signaalverwerkingsfuncties zijn geïntegreerd, zijn mogelijk een voorteken voor de toekomst.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Geïntegreerde microgolfschakelingen

J. H. C. van Heuven en A. G. van Nie

Inleiding

Elektrische schakelingen voor lage frequenties zijn in de regel samengesteld uit onderdelen en geleidende verbindingen tussen die onderdelen. Capaciteit, zelfinductie en weerstand bij voorbeeld zijn in de onderdelen geconcentreerd gedacht, en hoewel de geleidende verbindingen deze eigenschappen ook in zekere mate bezitten, is hun bijdrage in verhouding tot die der onderdelen zo gering dat zij meestal verwaarloosd wordt. Men spreekt dan ook van schakelingen met „geconcentreerde" elementen.

Deze geïdealiseerde voorstelling van een elektrische schakeling wijkt meer van de werkelijkheid af naarmate men met hogere frequenties te maken heeft. In de eerste plaats gaan parasitaire elementen een steeds grotere rol spelen; de zelfinductie van en de capaciteit tussen de geleidende verbindingen zijn zulke parasitaire elementen, maar ook de capaciteit tussen de windingen van een spoel en de zelfinductie van de belegsels van een condensator. De grootte van deze parasitaire elementen is doorgaans niet nauwkeurig bekend. In de tweede plaats doet de looptijd van het signaal door de schakeling zijn invloed gelden, wanneer hij een belangrijk deel van de periode van het hoogfrequente signaal gaat bedragen — anders gezegd, wanneer de golflengte van het elektromagnetische veld in en om onderdelen en geleiders van dezelfde orde van grootte wordt als de afmetingen hiervan. In dit geval treedt in het algemeen tevens straling op.

Deze effecten hebben ertoe geleid dat er voor frequenties boven 1 GHz, overeenkomend met golflengten kleiner dan 30 cm, een geheel andere techniek ontwikkeld is, waarbij de schakelingen niet worden opgebouwd uit geconcentreerde elementen [1]. In deze zg. microgolftechniek wordt uitgegaan van golfgeleiders waarin het elektromagnetische veld in zijdelingse richting is opgesloten, zodat geen straling optreedt. Men heeft hiervoor configuraties gekozen waarvan de elektrische eigenschappen nauwkeurig te berekenen zijn, zodat er geen onzekerheden ten gevolge van parasitaire effecten overblijven. De bekendste golfgeleiders zijn de coaxiale golfgeleider en de golfpijp (*fig. 1a* en *b*). In de ruimte binnen deze golfgeleiders kan zich een elektromagnetische golf voortplanten; met de golf loopt over de wand van de golfgeleiders in een dunne „skin" een patroon van stromen mee. Bij een coaxiale golfgeleider liggen de elektrische en magnetische veldlijnen geheel in vlakken loodrecht op de as van de geleider; dit betekent dat men in iedere dwarsdoorsnede een spanning en een stroom kan definiëren en dat men de golfgeleider kan karakteriseren door een over de lengte verdeelde capaciteit en zelfinductie. Men spreekt in verband hiermee in de microgolftechniek van „verdeelde" elementen. Bij een golfpijp is een zo eenvoudige voorstelling van zaken niet mogelijk. Men krijgt van de golfvoortplanting in de rechthoekige golfpijp van fig. 1*b* een aanschouwelijk beeld als men zich voorstelt dat de golven door de binnenwanden als door spiegels weerkaatst worden; daardoor is alleen een voortplanting in de lengterichting mogelijk.

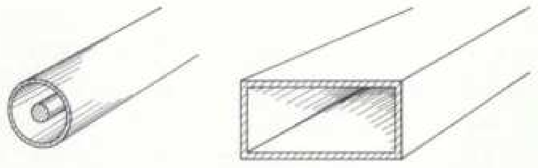


Fig. 1. *a*) Coaxiale golfgeleider. De elektromagnetische golf plant zich voort in de ruimte tussen de binnen- en de buitengeleider en is in zijdelingse richting geheel ingesloten. *b*) Rechthoekige golfpijp. Ook hierin is alleen een golfvoortplanting in de lengterichting van de golfgeleider mogelijk.

Wordt een golf gezonden in een stuk golfgeleider dat aan het einde kortgesloten is, dan wordt de golf aan dat einde gereflecteerd. Hij komt bij de ingang terug met een faseverschil ten opzichte van de ingaande golf, dat afhankelijk is van de lengte van het stuk golfgeleider. Ook andere discontinuïteiten dan een kortsluiting veroorzaken een reflectie. Een dergelijk stuk golfgeleider gedraagt zich als een reactief element; het heeft, afhankelijk van de golflengte en van de aard van de afsluiting een inductief of een capacitief karakter. Om microgolfschakelingen tot stand te brengen maakt men onder meer van zulke stukken golfgeleider gebruik; deze kunnen dwars op een doorgaande golfgeleider worden aangebracht.

Ir. J. H. C. van Heuven en ir. A. G. van Nie, medewerkers van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

[1] Microgolfschakelingen met geconcentreerde elementen zijn niet principieel onmogelijk, maar de eis dat onderdelen en verbindingen klein zijn ten opzichte van de golflengte veronderstelt zeer kleine afmetingen. Deze zijn tegenwoordig met planaire technieken realiseerbaar; zie C. S. Aitchison, Microgolfschakelingen met geconcentreerde elementen; dit nummer, blz. 174.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De aldus ontstaande schakelingen, in coaxiale golfgeleider of golfpijp uitgevoerd, zijn voorbeelden van fijnmechanisch precisiewerk en komen in verband met hun kostprijs alleen in aanmerking voor professionele toepassingen. De afmetingen ervan werden vroeger, toen voor het opwekken en versterken van microgolfsignalen vacuümbuizen gebruikt werden, niet als een groot bezwaar gevoeld; thans zijn echter kleine halfgeleiderelementen bezig deze functies over te nemen [2], en in verband daarmee is men gaan zoeken naar beter daarbij passende golfgeleiders van kleinere afmetingen. Deze heeft men gevonden in de planaire golfgeleiders.

Planaire golfgeleiders

Planaire golfgeleiders bestaan uit dunne metaalstroken en metaallagen op een niet-geleidend substraat. In *fig. 2* is een aantal uitvoeringsvormen in doorsnede geschetst. Fig. 2*a* geeft een doorsnede van de symmetrische striplijn of kortweg striplijn (Engels: strip line, sandwich line); deze bestaat uit een stripvormige geleider tussen twee metaalvlakken. Het diëlektricum waarmee de tussenruimte verder is gevuld dient als drager van de dunne metaalbelegsels, maar is voor de werking van deze golfgeleider niet essentieel. Men kan de striplijn als een platte vorm van de coaxiale golfgeleider beschouwen, waarbij de zijkanten zijn weggevallen. Hoewel het elektromagnetische veld hier niet geheel door metaal is omsloten, treedt er toch geen straling op. Een nadeel is dat de centrale geleider moeilijk toegankelijk is voor het aansluiten van bij voorbeeld halfgeleiderelementen. Daarom wordt in de praktijk veel meer gebruik gemaakt van de microstriplijn (Engels: microstrip line; fig. 2*b*). Men kan het grondvlak beschrijven als een spiegelvlak (fig. 2*c*); de microstriplijn blijkt dan nauw verwant met de tweedraads- of Lecher-leiding, waarvan de algemeen bekende lintkabel een voorbeeld is.

Er zijn nog andere planaire golfgeleiders ontwikkeld: de zwevende striplijn (Engels: suspended strip line), de coplanaire golfgeleider (Engels: coplanar waveguide) en de spleetlijn (Engels: slot line) (fig. 2*d*, *e*, *f*). Veruit het meest toegepast is echter de microstriplijn, en wij zullen ons in het vervolg van dit artikel dan ook in hoofdzaak daartoe beperken; alleen aan de spleetlijn zullen wij daarnaast nog enige regels wijden.

De geleiders worden bij voorbeeld door opdampen of stroomloos metalliseren op het substraat aangebracht; het gewenste geleiderpatroon wordt verkregen met behulp van foto-etstechnieken. Deze maken het mogelijk het geleiderpatroon van een gehele schakeling tegelijk aan te brengen; men spreekt daarom van geïntegreerde schakelingen. De halfgeleiderelementen worden naderhand in de schakeling gemonteerd, evenals dat in de zg. hybridische geïntegreerde schakelingen voor lagere frequenties gebeurt.

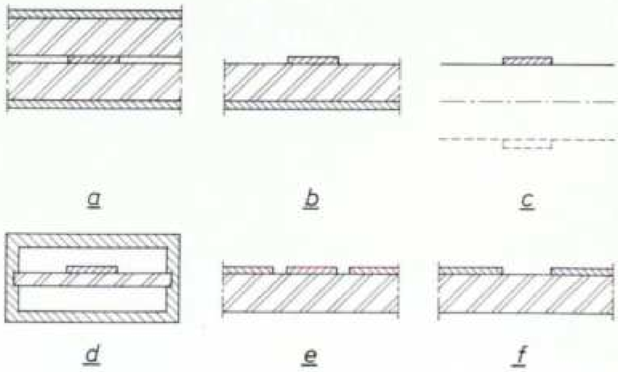


Fig. 2. *a*) Striplijn. Een stripvormige geleider bevindt zich midden tussen twee grondvlakken en wordt op zijn plaats gehouden door twee lagen diëlektrisch materiaal. Men kan de striplijn als een platte vorm van de coaxiale golfgeleider (fig. 1*a*) beschouwen. *b*) Microstriplijn. De stripgeleider is hierbij beter toegankelijk voor het maken van verbindingen dan bij de symmetrische striplijn (*a*). *c*) De microstriplijn is elektrisch equivalent met een tweedraadslijn waarvan de tweede geleider zich op de plaats bevindt van het spiegelbeeld van de stripgeleider ten opzichte van het grondvlak. *d*) Zwevende striplijn. Het veld van de stripgeleider bevindt zich, in tegenstelling met (*a*) en (*b*), grotendeels in lucht. *e*) Coplanaire golfgeleider. *f*) Spleetlijn. Het hoogfrequente elektrische veld staat over de spleet en de spleetlijn leent zich daardoor vooral voor het aansluiten van parallelimpedanties.

De afmetingen van een in microstriplijn uitgevoerde geïntegreerde schakeling zijn zeer veel kleiner dan die welke de schakeling zou hebben bij samenstelling uit stukken golfpijp of coaxiale golfgeleider; dit wordt geïllustreerd door het in *fig. 3* afgebeelde deel van een meetopstelling. Tegelijkertijd is ook het aantal mechanische verbindingen binnen de schakeling aanmerkelijk kleiner, wat de betrouwbaarheid ten goede komt. Daar staat tegenover dat de verliezen van de microstriplijn groter zijn dan die van coaxiale geleiders of golfpijp. Door deze grotere verliezen worden de eigenschappen van zeer smalbandige filters in microstriplijn ongunstig. Daar zijn echter andere oplossingen

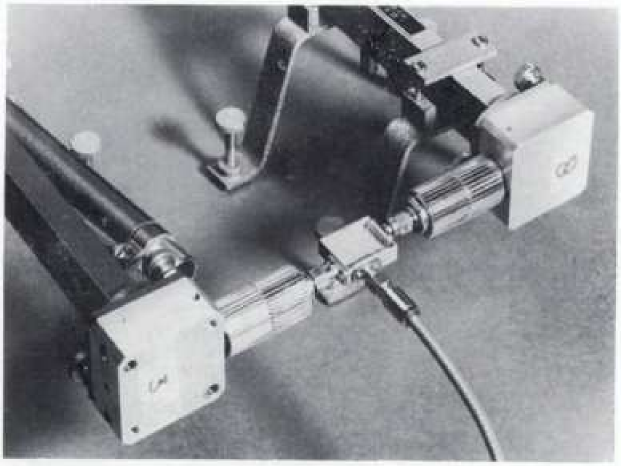


Fig. 3. Een microstripschakeling, via golfpijpen in een meetopstelling opgenomen. De foto geeft een indruk van de grootteverhouding van microstriplijn en golfpijp.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

voor [3], en in het algemeen kan men zeggen dat de microstriplijn de mogelijkheid biedt microgolfschakelingen met goede eigenschappen te maken; deze schakelingen zijn reproduceerbaar, klein en, bij produktie in voldoend grote series, goedkoop. Daardoor worden projecten mogelijk als een radarantenne die zonder te halfgeleider zijn te hoog en de voor een schakeling met verdeelde elementen vereiste kristaloppervlakte is groter dan de beschikbare eenkristallen toelaten.

Wij bepalen ons in dit artikel dan ook tot schakelingen op niet-geleidende substraatmaterialen, zoals aluminiumoxide en kwartsglas. Voordat we nader op

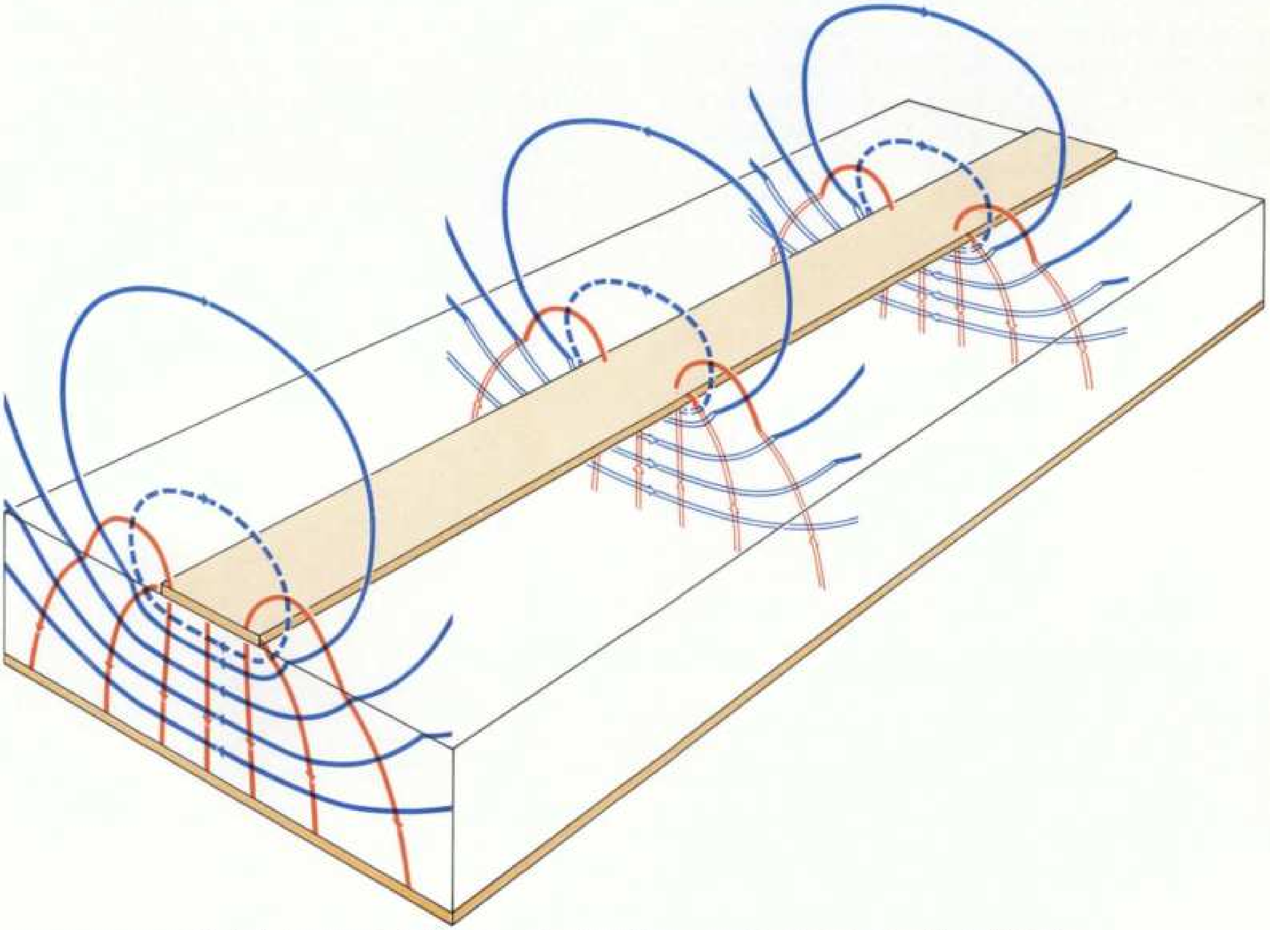


Fig. 4. Patroon van het elektromagnetische veld van een microstriplijn. Zowel het elektrische veld (rood) als het magnetische veld (blauw) zijn in deze figuur transversaal; dit is een benadering die slechts bij de lagere microgolffrequenties toelaatbaar is. De veldlijnen verlopen gedeeltelijk door de lucht, gedeeltelijk door het diëlektricum. De gestippelde magnetische veldlijn toont het verloop dicht bij de strip.

bewegen de richting van de bundel veranderen kan en daartoe moet bestaan uit duizenden deelantennes met bijbehorende fasedraaiers [4], en een televisieomroep op centimetergolven — waarmee de microgolftechniek een eerste stap zet op de consumentenmarkt.

De tot nu toe door ons vervaardigde schakelingen, waarvan in het vervolg van dit artikel enige voorbeelden gegeven zullen worden, zijn gemaakt op een niet-geleidend substraat. Het is denkbaar een halfgeleider als silicium of galliumarsenide als substraat te gebruiken en daar de benodigde halfgeleiderdiodes door plaatselijke *P*- en *N*-diffusies in aan te brengen; er ontstaat dan een monolithische geïntegreerde schakeling. Tot nu toe heeft deze benadering nog niet tot bruikbare schakelingen geleid; de diëlektrische verliezen in de materialen en technologie ingaan, behandelen we eerst wat uitvoeriger de elektrische eigenschappen van microstrip- en spleetlijn.

Elektrische eigenschappen van de microstriplijn

Homogeen diëlektricum

De veldlijnen verlopen bij een microstriplijn gedeeltelijk in, gedeeltelijk buiten het substraat (*fig. 4*). Dit substraat heeft in de regel een andere diëlektrische con-

[2] D. de Nobel en M. T. Vlaardingerbroek, Lawine-looptijddiodes; dit nummer, blz. 198.
G. A. Acket, R. Tijburg en P. J. de Waard, De Gunn-diode; dit nummer, blz. 241.
[3] P. Röschmann, YIG-filters; dit nummer, blz. 192.
[4] J. H. C. van Heuven, *PIN*-schakeldiodes in fasedraaiers voor elektronisch bestuurde antennesystemen; dit nummer, blz. 277.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

stante dan de omringende lucht en deze inhomogeniteit van het medium veroorzaakt aanzienlijke complicaties bij het oplossen van de vergelijkingen die de golfvoortplanting langs de microstriplijn beschrijven. Voor de bespreking van de invloed van het diëlektricum op de eigenschappen van een microstriplijn zullen we daarom beginnen met het denkbeeldige geval dat de gehele microstriplijn zich in een homogeen diëlektricum bevindt met een relatieve diëlektrische constante ε_r en een permeabiliteit μ_r. In dat geval wordt de fasesnelheid c van de zich langs de lijn voortplantende golf gegeven door de uitdrukking

$$c = \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}}, \qquad (1)$$

waarin c_0 de lichtsnelheid in vacuüm is. Bij de in aanmerking komende materialen is $\varepsilon_r > 1$ en meestal $\mu_r = 1$; de fasesnelheid langs de lijn is dus kleiner dan die in vacuüm en, omdat ε_r gemakkelijk 10 of meer kan bedragen, zelfs aanzienlijk kleiner. Daarmee is ook de golflengte λ langs de lijn kleiner dan de golflengte λ_0 in vacuüm, en omdat bij een schakeling met verdeelde elementen de lengte van sommige lijnstukken een vaste verhouding tot de golflengte heeft, is de gehele schakeling kleiner dan bij afwezigheid van een diëlektricum. Men zal vanuit dit oogpunt dus graag diëlektrica met een hoge diëlektrische constante gebruiken.

Bij de microstriplijn met een homogeen diëlektricum staan de elektrische en magnetische veldlijnen loodrecht op de lengterichting van de microstriplijn (transversale elektromagnetische of TEM-golf). Dit betekent dat elk punt in een dwarsdoorsnede van de stripgeleider dezelfde potentiaal ten opzichte van het grondvlak heeft en dat er uitsluitend een stroom in de lengterichting loopt. Het quotiënt van beide is de impedantie ter plaatse; deze is hiermee ondubbelzinnig gedefinieerd en men kan daarom op de gebruikelijke wijze aan de lijn een karakteristieke impedantie Z toekennen. Deze hangt af van het diëlektricum; is voor een diëlektricum met $\varepsilon_r = 1$ en $\mu_r = 1$ de karakteristieke impedantie van de lijn Z_0, dan is in het algemeen

$$Z = Z_0 \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}}. \qquad (2)$$

Een diëlektricum met een hoge ε_r maakt de karakteristieke impedantie dus lager. Z_0 wordt bepaald door de geometrie van de lijn, meer in het bijzonder door de verhouding van de breedte w van de strip en de afstand h tussen strip en grondvlak; deze verhouding w/h noemen wij de vormfactor.

Inhomogeen diëlektricum

Wanneer het diëlektricum boven de strip ontbreekt, zoals in fig. 4, moeten we bij de berekening van de eigenschappen van de lijn benaderingen invoeren. De golf langs de lijn is nu niet meer een zuivere TEM-golf. De afwijking van een TEM-golf is echter bij lagere frequenties niet groot en wordt daarom bij een eerste benadering verwaarloosd [5]. Men gaat daarbij uit van een statisch elektrisch veld tussen strip en grondvlak en bepaalt daarvoor een effectieve waarde ε_{eff} van de relatieve diëlektrische constante. Omdat de veldlijnen gedeeltelijk door lucht verlopen, is $\varepsilon_{eff} < \varepsilon_r$. Vooral het veld aan de rand van de strip verloopt voor een belangrijk deel door de lucht. Naarmate de strip breder wordt bij behoud van dezelfde afstand tot het grondvlak, met andere woorden: naarmate de vormfactor w/h groter

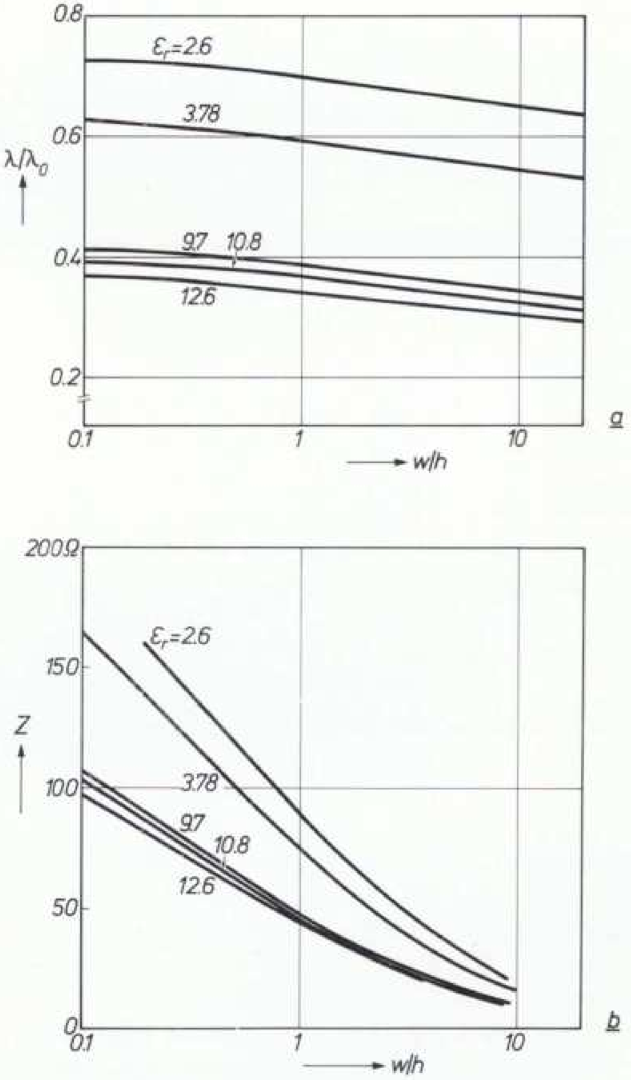


Fig. 5. *a*) De golflengte λ langs de microstriplijn, in de grafiek uitgedrukt als een fractie van de golflengte λ_0 in de vrije ruimte, neemt af als de breedte w van de strip groter wordt ten opzichte van de dikte h van het diëlektricum. Het veld bevindt zich dan voor een groter deel in het diëlektricum. De figuur geeft curven berekend voor de materialen „Teflon" met glasvezel ($\varepsilon_r = 2{,}6$), kwartsglas ($\varepsilon_r = 3{,}78$), aluminiumoxide ($\varepsilon_r = 9{,}7$ en $10{,}8$) en ferriet ($\varepsilon_r = 12{,}6$). *b*) De karakteristieke impedantie Z van een microstriplijn neemt eveneens af bij toename van de verhouding w/h. De figuur geeft voor dezelfde materialen als in (*a*) het gebied weer waarin de waarden van Z in de praktijk liggen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

wordt, neemt het aandeel van dit randveld in het totale veld af en nadert ε_{eff} meer tot ε_r.

Men kan thans ε_r in (1) door ε_{eff} vervangen (we veronderstellen $\mu_r = 1$). De fasesnelheid en dus de golflengte zijn nu een functie van w/h (*fig. 5a*). Voor een berekening van de karakteristieke impedantie moet ε_{eff} in (2) gesubstitueerd worden; beide grootheden Z_0 en ε_{eff} zijn een functie van w/h en fig. 5*b* toont hoe volgens de berekeningen Z met w/h varieert. Men krijgt uit deze grafiek een indruk welke waarden Z kan aannemen; w/h ligt in de praktijk binnen het in de grafiek uitgezette gebied, omdat een al te brede strip aanleiding geeft tot ongewenste golfvoortplantingsmodi van hogere orde en een te smalle strip te hoge eisen stelt aan de nauwkeurigheid van het vervaardigingsprocédé.

De afwijkingen van een TEM-veld die bij een microstriplijn optreden, worden bij toenemende frequentie steeds groter. De fasesnelheid bij voorbeeld neemt daardoor met stijgende frequentie af: de lijn vertoont dispersie (zie *fig. 6*). Men kreeg, toen men microstripcircuits ging maken voor frequenties van 10 GHz en hoger, dan ook met resultaten te doen die nogal veel afweken van de bovengenoemde statische theorie. Het verwaarlozen van de dispersie leidde tot een verkeerde dimensionering van de schakelingen. Er zijn daarom dynamische theorieën van de microstriplijn ontwikkeld waarbij men niet van een TEM-veld uitgaat, maar ook de axiale veldcomponenten en de transversale stromen

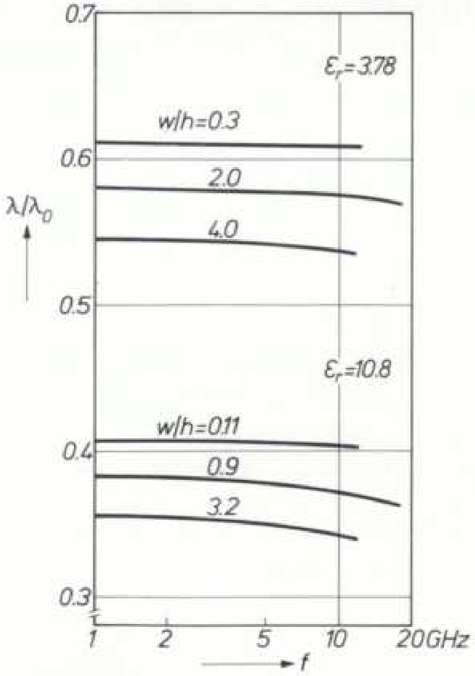


Fig. 6. Metingen bij verschillende frequenties f van de golflengte λ langs een microstriplijn. De golflengte is in de figuur genormeerd op de golflengte λ_0 in de vrije ruimte. Duidelijk neemt bij hogere frequenties het quotiënt λ/λ_0 en dus de voortplantingssnelheid langs de lijn af. De metingen zijn verricht aan lijnen met verschillende vormfactoren w/h en op substraten van kwartsglas ($\varepsilon_r = 3{,}78$) en van aluminiumoxide ($\varepsilon_r = 10{,}8$).

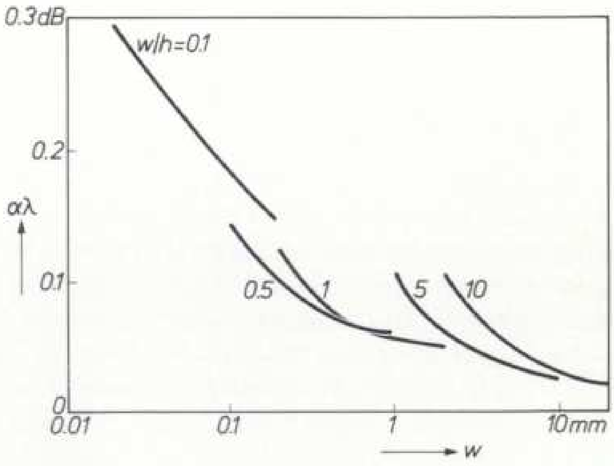


Fig. 7. De vermindering van de demping $\alpha\lambda$ die een golf bij voortplanting over één golflengte langs een microstriplijn ondervindt, bij een vergroting op schaal van de dwarsdoorsnede van de microstriplijn. (De demping is het produkt van de lijndemping α in dB/m en de golflengte λ in meters.) Als parameter fungeert de vormfactor w/h, en daarmee de waarde van de karakteristieke impedantie.

in strip en grondvlak in rekening brengt waarmee de afwijkingen van het TEM-veld in verband staan [6]. Met deze theorieën kan de dispersie berekend worden.

Verliezen

Verliezen treden in een microstriplijn zowel op in de geleiders als in het diëlektricum. De geleidingsverliezen nemen af wanneer men w en h bij gelijkblijvende onderlinge verhouding groter maakt; daardoor worden namelijk de stroomdichtheden in de geleiders kleiner, en daarmee de geleidingsverliezen. Doordat de verhouding w/h constant blijft, verandert de karakteristieke impedantie van de lijn niet. Wat hiermee bereikt kan worden, toont *fig. 7*. Daarin is de demping die een golf bij voortplanting over één golflengte ondervindt, in decibels uitgezet tegen de breedte van de striplijn; dit is gedaan voor enige waarden van de vormfactor w/h. Er is reeds vermeld dat aan het vergroten van de breedte van de strip een grens is gesteld.

Meet men over één golflengte de demping bij verschillende frequenties, dan vindt men resultaten zoals weergegeven in *fig. 8*. Het toenemen van het skin-effect bij hogere frequenties maakt dat deze demping niet evenredig met de golflengte afneemt. Een belangrijke rol gaat ten gevolge van ditzelfde skin-effect de ruwheid van het substraatoppervlak spelen wanneer deze ruw-

[5] H. A. Wheeler, Transmission-line properties of parallel strips separated by a dielectric sheet, IEEE Trans. **MTT-13**, 172-185, 1965.
M. V. Schneider, Microstrip lines for microwave integrated circuits, Bell Syst. tech. J. **48**, 1421-1444, 1969.

[6] Zie E. J. Denlinger, A frequency dependent solution for microstrip transmission lines, IEEE Trans. **MTT-19**, 30-39, 1971, en de op onderzoek in het Philips laboratorium te Hamburg gebaseerde publikatie van H. J. Schmitt en L. Ericsson, Fundamentals of microwave integrated circuits, Elektronik (Zweden) **2**, 53-57, 1971.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

heid van dezelfde orde van grootte wordt als de indringdiepte van de stromen in de geleiders.

In een microstripschakeling treden er nog andere verliezen op dan de genoemde geleidings- en diëlektrische verliezen. De oorzaak hiervan is dat de elektromagnetische energie zich nog op andere manieren in de schakeling kan voortplanten dan langs een microstrip, bij voorbeeld langs het oppervlak van het substraat, en zo verloren kan gaan. Het zijn vooral discontinuïteiten in de microstriplijn die aanleiding geven tot energievoortplanting in ongewenste richtingen, en in schakelingen met veel discontinuïteiten kunnen de zo ontstane verliezen aanmerkelijk groter zijn dan de geleidings- en diëlektrische verliezen. Ook kunnen op deze wijze ongewenste koppelingen tussen de elementen optreden.

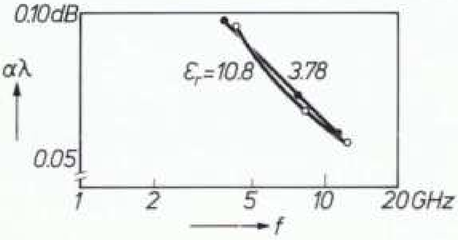


Fig. 8. Meting van de demping $\alpha\lambda$ over één golflengte bij verschillende frequenties. De metingen zijn uitgevoerd aan lijnen met een karakteristieke impedantie van 50 Ω op twee materialen: kwartsglas (ε_r = 3,78; dikte 0,5 mm) en aluminiumoxide (ε_r = 10,8; dikte 0,635 mm).

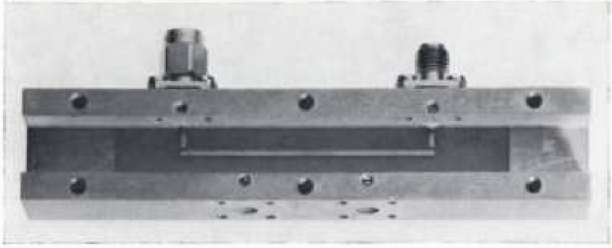


Fig. 9. Microstriplijnresonator voor meetdoeleinden. Het stuk microstriplijn is gekoppeld met twee coaxiale aansluitingen; wanneer het in resonantie is treedt maximale energieoverdracht van de ene naar de andere aansluiting op. Het lijnstuk is dan, afgezien van eindcorrecties, een halve golf of een aantal halve golven lang. Met deze resonator kunnen de fasesnelheid langs de lijn en de lijndemping bepaald worden. De resonator is in een golfpijp ingebouwd, waarvan in de figuur het deksel is afgenomen; de golfpijp is zo gedimensioneerd dat er geen golfvoortplanting langs het substraat en geen straling kan optreden, waardoor te grote dempingen gemeten zouden worden.

Om de eigenschappen van microstriplijnen te meten hebben wij gebruik gemaakt van een lijnstuk dat aan beide uiteinden via een spleet gekoppeld is met een coaxiale aansluiting (*fig. 9*). Een dergelijk lijnstuk is in resonantie bij die frequenties waarbij het — afgezien van eindcorrecties — een halve golflengte of een veelvoud daarvan lang is; bij resonantie treedt een maximaal energietransport van de ene naar de andere aansluiting op. Uit de ligging van de resonantiefrequenties valt de fasesnelheid langs de lijn af te leiden, uit de kwaliteitsfactor Q van de resonanties de demping van de lijn bij de desbetreffende frequenties. Om te voorkomen dat verliezen ten gevolge van de genoemde ongewenste voortplantingswijzen de metingen beïnvloeden, is het lijnstuk ingesloten in een golfpijp waarvan de afmetingen zo gekozen zijn dat er alleen golfvoortplanting langs de strip mogelijk is. In de afbeelding is het deksel van de golfpijp afgenomen.

Gekoppelde microstriplijnen

Microstriplijnen die verder dan een substraatdikte van elkaar verwijderd zijn beïnvloeden elkaar nauwelijks, tenzij het gaat om resonerende lijnstukken. Dit geeft een ruime vrijheid bij het geometrisch ontwerp van een microstripschakeling. Om koppeling van twee microstriplijnen te verkrijgen kan men ze vlak naast elkaar leggen. Het totale veld van beide lijnen samen blijkt dan samengesteld te zijn uit een even en een oneven aandeel, in *fig. 10* voor het elektrische veld geschetst. Het systeem heeft voor deze even en oneven golfvoortplantingsmodi een verschillende ε_{eff}, daar het veld van beide niet op dezelfde wijze tussen lucht en diëlektricum verdeeld is. Hieruit resulteert een verschillende fasesnelheid van beide modi, waarmee bij het ontwerp van bij voorbeeld filters met gekoppelde lijnstukken rekening moet worden gehouden.

Elektrische eigenschappen van de spleetlijn

Van de andere in fig. 2 afgebeelde planaire transmissielijnen zullen wij alleen de spleetlijn wat nader bespreken. Deze heeft namelijk een veldconfiguratie (*fig. 11*) die voor sommige toepassingen bijzonder geschikt lijkt, ook al is daarvan op dit ogenblik nog weinig gerealiseerd. De veldconfiguratie van de spleetlijn vertoont enige overeenkomst met die in een golfpijp, en evenals een golfpijp is een spleetlijn duidelijk dispersief. Het elektrische veld staat over de spleet, wat het

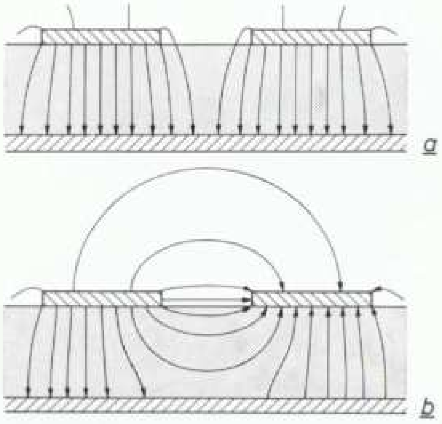


Fig. 10. In het veld van twee vlak naast elkaar liggende, gekoppelde microstriplijnen zijn twee modi te onderscheiden, een even modus (*a*) en een oneven modus (*b*). In de figuur is het elektrische veld van beide modi geschetst.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

met de lijn parallel schakelen van impedanties, inclusief actieve halfgeleiderelementen, zeer eenvoudig maakt. De aanwezigheid van longitudinale componenten in het magneetveld betekent dat op sommige punten een roterende magnetische veldvector aanwezig is, wat een koppeling met de gyromagnetische verschijnselen in ferrieten mogelijk maakt; van deze verschijnselen wordt gebruik gemaakt in niet-reciproke microgolf-elementen zoals circulators [7]. In het algemeen geschiedt de koppeling met spleetlijnen het gemakkelijkst via het magnetische veld; een voorbeeld hiervan is de koppeling met microstriplijnen, aangebracht op de achterzijde van het substraat van de spleetlijn. De combinatie van spleet- en striplijnen aan weerszijden van eenzelfde substraat leidt tot schakelingen van een elegante eenvoud [8].

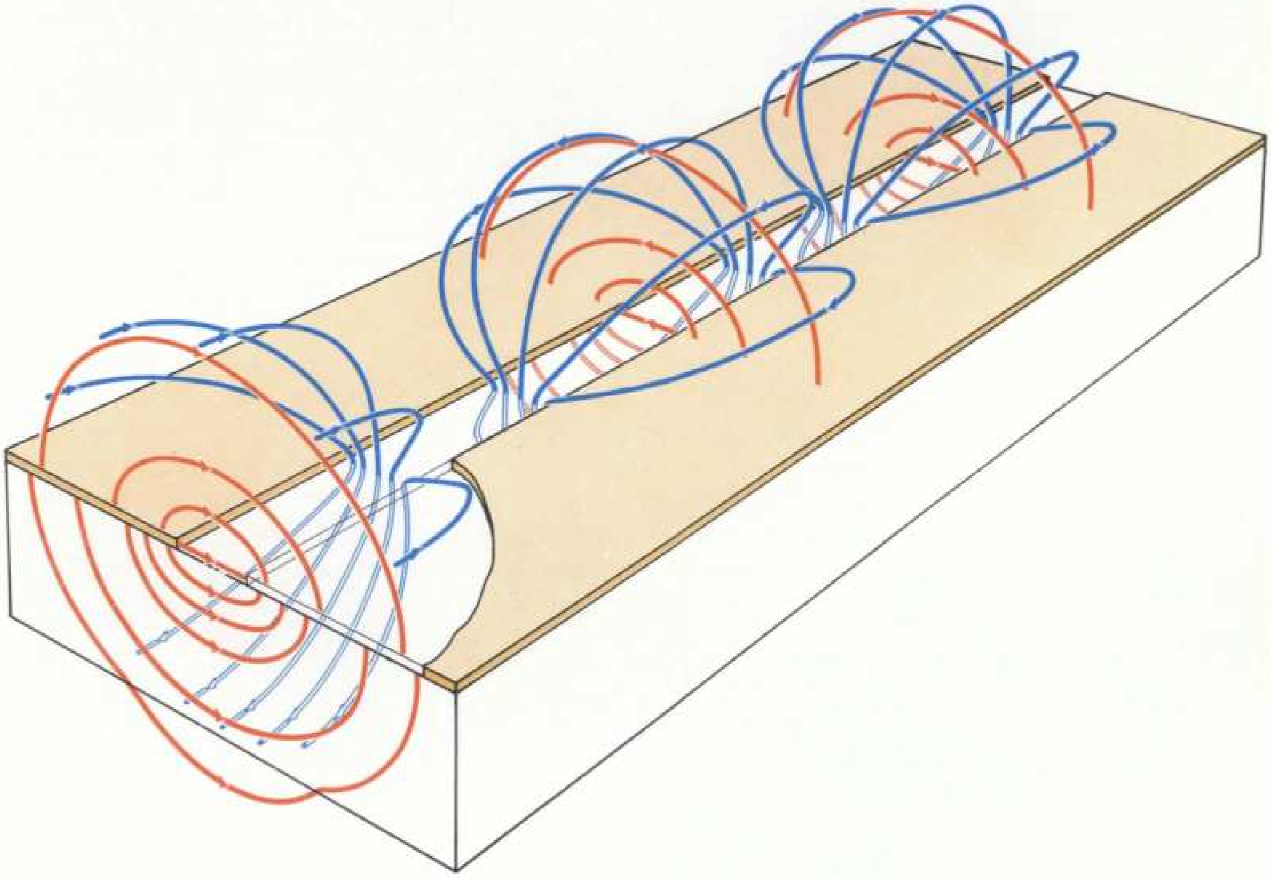


Fig. 11. Patroon van het elektromagnetische veld van de spleetlijn. Het elektrische veld (rood) is transversaal, het magnetische veld (blauw) heeft een longitudinale component.

Materialen

Zowel voor het diëlektricum als voor de geleiders van een geïntegreerde microgolfschakeling kunnen verschillende materialen gekozen worden. Voor de geleiders wordt meestal koper of goud gebruikt.

Koper heeft het voordeel dat het gemakkelijk en nauwkeurig aan te brengen is, maar het is chemisch niet erg resistent. Daarom wordt koper bedekt met een goudlaag, die tevens kan dienen om het vasthechten van gouddraden voor verbindingen met halfgeleiderelementen mogelijk te maken. Bovendien kan men halfgeleiderelementen rechtstreeks op de goudlaag legéren. Goud heeft het voordeel dat het chemisch resistent is, maar de soortelijke weerstand is 1,4 maal zo hoog als die van koper.

Bij de keuze van het diëlektrische materiaal laat men zich onder meer leiden door de aard van de schakeling. In het algemeen stelt men de eis van lage verliezen en soms ook van een hoge ε_r, omdat dit tot kleinere afmetingen leidt. Het is tevens van belang, dat de dikte van het plaatje diëlektricum nergens meer dan enkele procenten van de nominale waarde afwijkt, omdat af-

[7] M. Lemke en W. Schilz, Geïntegreerde microgolfschakelingen op een ferrietsubstraat; dit nummer, blz. 184.
[8] Enig werk, hieraan in Philips' Natuurkundig Laboratorium te Eindhoven verricht, wordt gerapporteerd door F. C. de Ronde, A new class of microstrip directional couplers, G-MTT 1970 Int. Microwave Symp., Newport Beach, Cal., U.S.A., blz. 184-189.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

wijkingen de karakteristieke impedantie van de lijn veranderen. Voorts moet het oppervlak glad zijn, zoals reeds hiervoor uiteengezet is. *Tabel I* geeft een indruk van de eigenschappen van een aantal materialen die als substraat gebruikt worden.

Tabel I. Diëlektrische materialen voor geïntegreerde microgolfschakelingen.

diëlektricum	relatieve diëlektrische constante ε_r	verliesfactor tg δ	diktevariaties Δh (%)	oppervlakteruwheid R_a (µm)
„Teflon" met glasvezel	2,6	10^{-3}	3	—
gesinterd aluminiumoxide	10-11	10^{-4}	10	0,2
saffier	10-11	10^{-4}	1	0,01
ferriet	12-16	5.10^{-4}	1	0,02
kwartsglas	3,78	10^{-4}	1	0,01
gesinterd berylliumoxide	6,5	2.10^{-3}	10	0,2

„Teflon" met glasvezel is vanwege de vrij grote verliesfactor tg δ minder geschikt voor frequenties hoger dan 4 GHz. Gesinterd aluminiumoxide voldoet aan vele eisen en is daarbij betrekkelijk goedkoop; een bezwaar is dat de dikte van de verkrijgbare platen en de diëlektrische constante 10% kunnen variëren, wat allebei tot afwijkingen van 3% leidt in de karakteristieke impedantie van een 50 Ω-lijn. De oppervlakteruwheid R_a bedraagt 0,2 µm, terwijl bij 30 GHz de indringdiepte in een koperen geleider ongeveer 0,4 µm is.

Saffier wordt voor schakelingen met nauwkeurig voorgeschreven eigenschappen gebruikt vanwege de nauwe toleranties waarbinnen de gewenste dikte verkregen kan worden en het gladde oppervlak. De warmtegeleiding is bovendien groter dan van gesinterd aluminiumoxide. Het is echter anisotroop, en bovendien zeer kostbaar en slechts in kleine stukken te verkrijgen; de diëlektrische constante kan sterk uiteenlopen.

Ferrimagnetische materialen worden gebruikt voor niet-reciproke netwerkelementen; er zijn ook ferrieten ontwikkeld die bij kamertemperatuur niet ferrimagnetisch zijn en een uitstekend diëlektricum met hoge ε_r vormen. Voor een uitvoeriger bespreking zij verwezen naar een ander artikel in dit nummer [7].

Kwartsglas heeft het voordeel van een kleine verliesfactor en van een nauwkeurig bekende diëlektrische constante. Een nadeel is — vooral voor spleetlijnen — dat de diëlektrische constante nogal laag is; een ander nadeel is de breekbaarheid.

Berylliumoxide, ten slotte, wordt daar gebruikt waar een goede warmtegeleiding van het diëlektricum van doorslaggevend belang is.

Technologie

Op het substraat moet een patroon van geleiders worden aangebracht. Om een goede hechting van de geleiders te verkrijgen wordt het oppervlak van het substraat eerst voorzien van een hechtlaag, bij voorbeeld een ongeveer 5 nm dikke nikkelchroomlaag. Deze hechtlaag wordt opgedampt in een vacuümklok en direct voorzien van een 50 nm dikke goudlaag om oxidatie te voorkomen. Er is in dit laboratorium ook een andere methode ontwikkeld om goede hechting te verkrijgen. Hierbij wordt het oppervlak door een geschikte combinatie van mechanische en chemische middelen geruwd; de vergroting van de geleidingsverliezen die hiermee gepaard gaat, is aanvaardbaar. Op het aldus voorbehandelde oppervlak wordt vervolgens in een stroomloos proces een (dunne) laag koper aangebracht, die dan als hechtlaag fungeert. Het stroomloze proces heeft onder meer het voordeel dat ook gaten in het substraat gemetalliseerd kunnen worden, waarmee men een doorverbinding tussen beide zijden van het substraat tot stand kan brengen.

De geleidende patronen kunnen via een fotografisch procédé aangebracht worden op de hechtlaag. In *fig. 12* zijn twee verschillende werkwijzen schematisch weergegeven. Bij de eerste werkwijze wordt de hechtlaag versterkt door het elektrolytisch neerslaan van goud tot een dikte van ongeveer 10 µm. Hierna wordt een lichtgevoelige laklaag aangebracht, die belicht wordt met ultraviolet licht via een fotomasker dat de laklaag plaatselijk afdekt. Na ontwikkeling verkrijgt men een lakpatroon, waarbij lak aanwezig is op de plaatsen waar geleiders komen. Het onbedekte gedeelte van de geleidende laag wordt dan verwijderd in een etsbad.

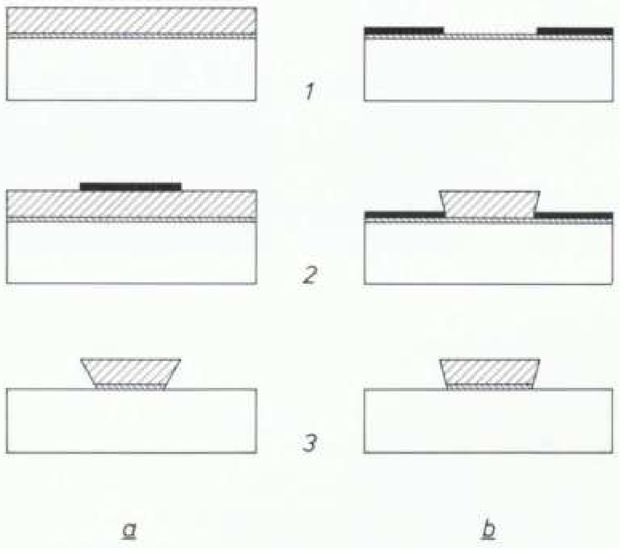


Fig. 12. Twee foto-etsprocédés voor het aanbrengen van het geleiderpatroon op de hechtlaag waarmee het substraat is bedekt. *a*) 1. Op de hechtlaag wordt elektrolytisch goud neergeslagen. 2. Waar de geleiders moeten komen, wordt langs fotografische weg een beschermende laklaag aangebracht. 3. Het overtollige goud wordt weggeëtst, de lak wordt verwijderd. *b*) 1. Op die plaatsen waar geen geleiders moeten komen, wordt op de hechtlaag een beschermende laklaag aangebracht. 2. Op de overblijvende plaatsen wordt elektrolytisch goud neergeslagen. 3. Na verwijdering van de lak wordt de hechtlaag buiten de geleiders weggeëtst.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Bij de tweede werkwijze wordt de lichtgevoelige laklaag direct aangebracht op de hechtlaag. Bij dit proces moet, in tegenstelling tot het eerste proces, de lak verwijderd worden op plaatsen waar geleiders komen. Deze laat men dan in een elektrolytisch proces groeien, waarbij het lakpatroon ervoor zorgt dat alleen op de gewenste plaatsen geleidend materiaal wordt neergeslagen. Na verwijdering van het lakmasker wordt de eronder gelegen hechtlaag weggeëtst.

Heeft men een hechtlaag van nikkelchroom gebruikt dan kan men een weerstand in een microstriplijn aanbrengen door over een zekere lengte van de lijn deze hechtlaag niet met koper en goud te bedekken.

De vraag doet zich voor hoe nauwkeurig de geleidende patronen aangebracht kunnen worden. In de eerste plaats zijn er afwijkingen in het fotomasker. Een fotomasker wordt gemaakt door het fotografisch verkleinen van een tekening die gemaakt is op 10 tot 25 maal de ware grootte. Voor het tekenen wordt een speciale tekenmachine, een zg. coördinatograaf gebruikt, die hetzij met de hand hetzij numeriek bestuurd kan worden. Een met de hand bestuurde coördinatograaf heeft een herhalingsnauwkeurigheid van ongeveer 50 µm en die van de numeriek bestuurde is ongeveer 15 µm. Bij een tienvoudige reductie worden dus de bijdragen van het tekenen tot de totale fout respectievelijk 5 en 1,5 µm.

Bij het fotograferen treden optische afbeeldingsfouten op. In de door ons gebruikte apparatuur kunnen in een veld van 5×5 cm afwijkingen tot 10 µm ontstaan. Voor een veld van 2,5×2,5 cm is deze onzekerheid ongeveer 2 µm.

Ten slotte zullen door het (foto)chemische vormingsproces fouten ontstaan. In de regel zijn de afwijkingen ten gevolge van het belichten en ontwikkelen van de fotolak verwaarloosbaar klein. Grote afwijkingen kunnen echter bij de eerstgenoemde werkwijze (fig. 12*a*) door onderetsing ontstaan. In *fig. 13a* worden een strip en een spleet getoond die volgens deze methode vervaardigd zijn. Op het fotomasker bedragen de strip- en spleetbreedte beide 25 µm. Door onderetsing is de strip echter 13 µm te smal en de spleet 20 µm te breed geworden. Voor een bepaalde etsprocedure is de onderetsing redelijk constant, zodat er bij het tekenen rekening mee gehouden kan worden. Het patroon, vervaardigd volgens de tweede werkwijze (fig. 12*b*), is veel nauwkeuriger en bovendien is de fout in de nominale waarde het kleinst dicht bij het oppervlak van het substraat, dus daar waar afwijkingen de grootste invloed hebben (fig. 13*b*).

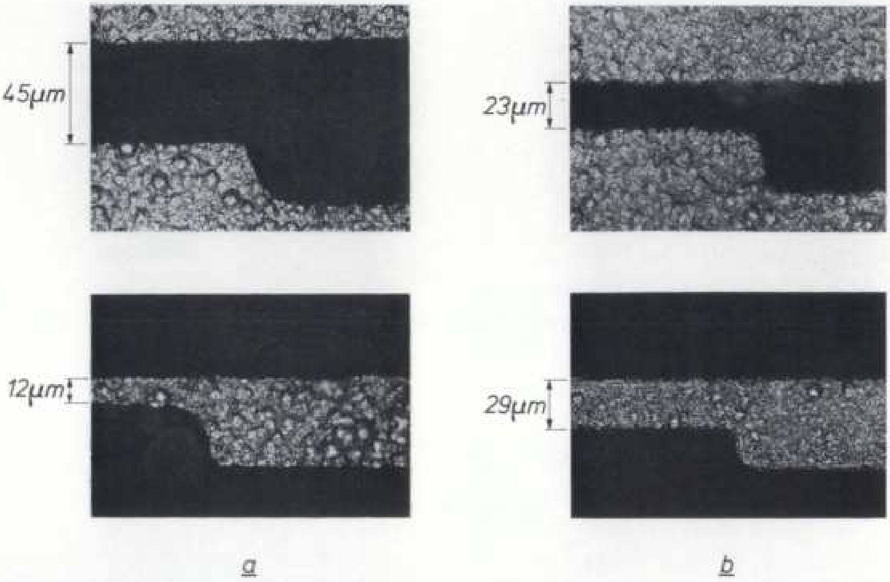


Fig. 13. Maatafwijkingen van de metaalpatronen; laagdikte 10 µm. *a)* Een spleet (boven) en een strip (onder) vervaardigd volgens het procédé van fig. 12*a*. Beide hadden 25 µm breed moeten worden; door onderetsing is de spleet 20 µm te breed, de strip 13 µm te smal geworden. *b)* Een spleet en een strip, vervaardigd volgens het procédé van fig. 12*b*. Beide wijken hier in de andere richting van de voorgeschreven breedte van 25 µm af, maar de afwijkingen zijn aanzienlijk kleiner.

Aansluitingen, omhulling, afregeling

Bij conventionele microgolfschakelingen is de betrouwbaarheid in belangrijke mate afhankelijk van de kwaliteit van de verbindingen tussen de golfpijpen of coaxiale elementen. Door integratie vermindert het aantal van deze mechanische verbindingen aanzienlijk.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

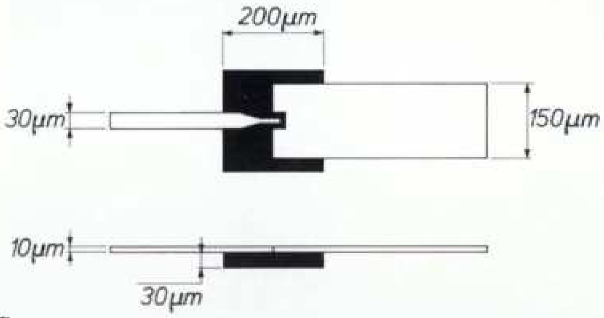
www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Niettemin blijven enkele doorverbindingen tussen de schakelingen noodzakelijk; deze worden veelal met behulp van coaxiale golfgeleiders tot stand gebracht. Daarvoor, en ook voor meetdoeleinden, is een overgang van coaxiale golfgeleider naar microstriplijn nodig. Deze overgangen kunnen aanleiding geven tot ongewenste reflecties van de golven en tot verliezen. Het is echter gelukt overgangen op microstriplijn te construeren die tot een frequentie van 12 GHz een reflectie van minder dan 3% geven en een demping van minder dan 0,1 dB.

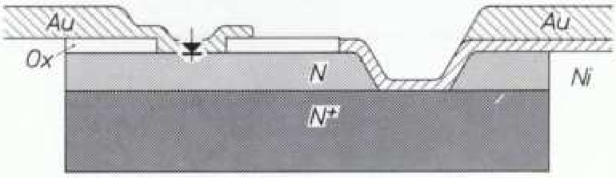
In geïntegreerde schakelingen komen veelvuldig halfgeleiderelementen voor. De bevestiging hiervan wordt mede bepaald door hun warmtedissipatie. Als het gedissipeerde vermogen groter is dan een halve watt, verdient het de voorkeur de halfgeleider te bevestigen aan de metalen omhulling van de schakeling, waardoor een goede koeling wordt verkregen. Met een korte draad of strip wordt dan een verbinding tot stand gebracht met de rest van de schakeling op het substraat. Wanneer minder vermogen gedissipeerd wordt, kan het halfgeleiderkristal direct op de geleiders gemonteerd worden. Een zeer gunstige geometrie hiervoor hebben de elementen bij de vervaardiging waarvan aansluitingen ontstaan die buiten de rand van het kristal uitsteken („beam-leads"); in *fig. 14* is een Schottky-barrièrediode met zulke aansluitingen afgebeeld. De montage op de geleiders kan dan met bekende technieken (ultrasone las of thermodruklas) worden uitgevoerd; deze geven betrouwbare verbindingen met weinig parasitaire effecten. Het is eveneens mogelijk weerstanden en condensatoren die op een halfgeleiderkristal zijn aangebracht van dergelijke uitstekende aansluitingen te voorzien en als discrete elementen in de schakeling te monteren.

De omhulling van een schakeling vereist extra voorzorgen. Omdat een deel van de halfgeleiderelementen zonder eigen omhulling wordt gemonteerd, moet de gehele schakeling vocht- en luchtdicht worden afgesloten. Meestal zal de omhulling van metaal zijn, om storingen van buiten te onderdrukken. Hierdoor wordt boven de schakeling een trilholte gevormd waarin ongewenste resonanties kunnen optreden, aangestoten door koppeling met de schakeling. Dit effect kan bestreden worden door het aanbrengen van dempingsmateriaal. Het aantal mogelijke resonanties wordt verkleind door de afstand tussen het substraat en de omhulling te verminderen. Deze afstand mag echter niet zo klein worden dat de velduitbreiding rond de lijnen verstoord wordt.

Omdat de verschillende netwerkelementen, met name de halfgeleiders, een spreiding in eigenschappen vertonen, is soms een of andere vorm van afregeling noodzakelijk. Vooral continu variabelen zijn moeilijk te realiseren; voor het afregelschroefje in de golfpijpwand is bij de microstriplijn nauwelijks een bruikbaar equivalent te vinden. Soms kan men een afregeling in stappen toepassen, bij voorbeeld door van een aantal van te voren aangebrachte condensatoren er zoveel met behulp van draadverbindingen in de schakeling op te nemen als op grond van verkregen meetresultaten nodig is gebleken. In enkele gevallen is het mogelijk een variabele condensator in een schakeling op te nemen; hiervan zal nog een voorbeeld worden gegeven.



a



b

Fig. 14. Schottky-barrièrediode met buiten de rand van het siliciumkristal uitstekende aansluitingen („beam-leads"). *a*) Boven- en zijaanzicht. Met de platte aansluitingen wordt de diode rechtstreeks op de stripgeleiders bevestigd. *b*) Vergrote doorsnede. *Ox* siliciumoxide. *Au* goud. *Ni* contactelektrode van nikkel (soms ook van titaan of palladium). Ter plaatse van het gelijkrichtend contact geeft een diodesymbool de polariteit van de diode aan.

Enige microstripschakelingen

Wij bespreken thans als voorbeeld enige van de door ons vervaardigde geïntegreerde microgolfschakelingen. Een onderdeel dat dikwijls in deze schakelingen voorkomt is de balansring (*fig. 15a*). Deze bestaat uit een ringvormige striplijn, op de omtrek waarvan vier andere striplijnen zijn aangesloten. Het signaal dat aan poort *1* wordt toegevoerd verdeelt zich in gelijke delen over de poorten *2* en *4*, indien deze reflectievrij worden afgesloten; de fase aan beide poorten is tegengesteld. Poort *3* is ontkoppeld van poort *1*. Daarin komt de balansring overeen met zijn laagfrequente analogon, de balanstransformator (fig. 15*b*). Hij ontleent daar ook zijn Engelse naam aan: „hybrid ring", gevormd naar analogie van „hybrid transformer". De werking van de balansring berust op de looptijd van de golf langs de ring. Hij heeft de beschreven eigenschappen alleen voor

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

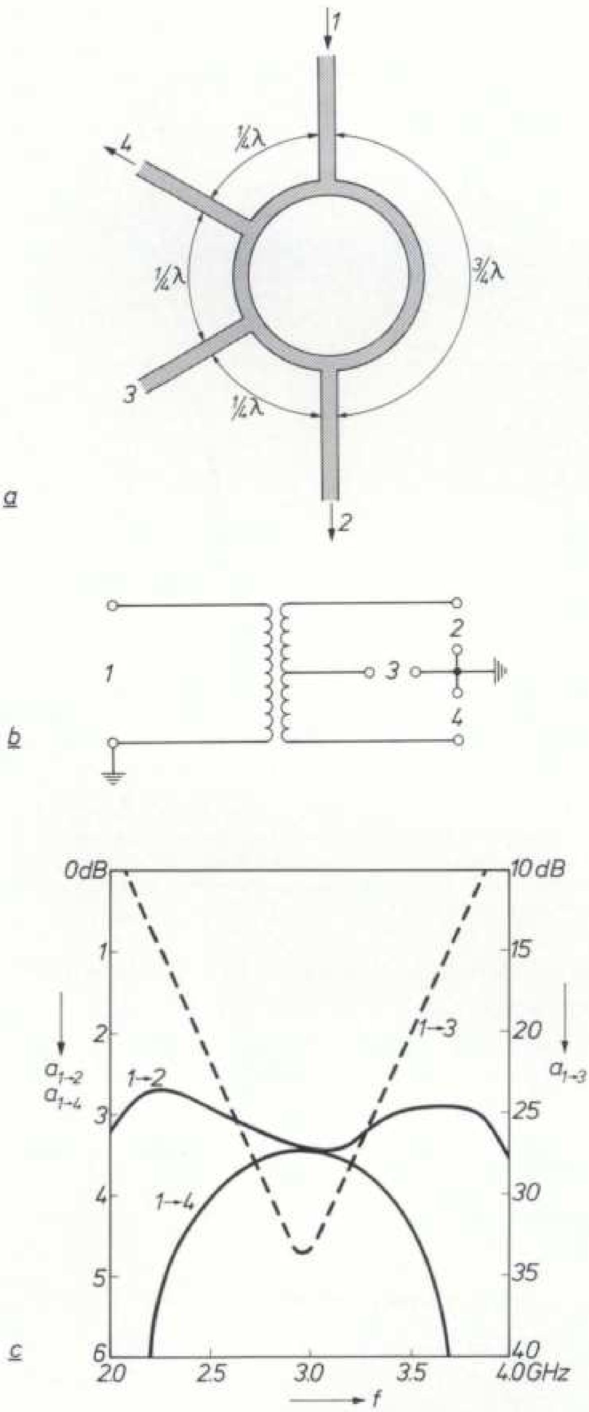


Fig. 15. *a*) Balansring. De via poort *1* binnenkomende golf verdeelt zich over twee wegen. De weg naar poort *2* is voor beide delen even lang, zodat deze in fase bij poort *2* aankomen en elkaar daar versterken. De weg naar poort *4* is voor het ene deel precies een golflengte λ langer dan voor het andere deel, zodat beide golven ook bij poort *4* in fase aankomen. De wegen naar poort *3* verschillen een halve golflengte, zodat beide golven daar in tegenfase aankomen en elkaar uitdoven; de poorten *1* en *3* zijn dus ontkoppeld. Het aan poort *1* toegevoerde vermogen wordt in gelijke delen via de poorten *2* en *4* afgevoerd. *b*) Balanstransformator. Tussen de poorten *1* t/m *4* bestaan soortgelijke relaties als bij de balansring. *c*) Metingen aan een balansring voor 3 GHz. Uitgezet is de verzwakking *a* bij de overdracht van poort *1* naar de poorten *2* en *4* (linker schaal) en *3* (rechter schaal). Het niveau aan de poorten *2* en *4* is voor 3 GHz gelijk, het niveau aan poort *3* vertoont een minimum van −34 dB ten opzichte van dat aan poort *1*.

die frequentie waarbij de omtrek van de ring anderhalve golflengte is; daarbij is de ene weg van poort *1* naar poort *3* juist $\frac{1}{2}\lambda$ langer dan de andere weg. De verzwakking bij de transmissie van poort *1* naar de poorten *2*, *3* en *4*, gemeten aan een door ons voor 3 GHz ontworpen balansring op een substraat van kwartsglas, is tegen de frequentie uitgezet in fig. 15*c*.

Verder komen in microgolfschakelingen veelvuldig bandfilters voor — zowel bandkeerfilters als banddoorlaatfilters — die samengesteld zijn uit resonerende stukken striplijn ter lengte van een kwart golflengte (of een veelvoud daarvan). In *fig. 16a* zijn twee praktische uitvoeringsvormen van een filter met een $\frac{1}{4}\lambda$-resonator weergegeven. Bij resonantie heeft het korte lijnstuk aan het uiteinde waar het op de striplijn is aangesloten een impedantie nul; het staat dan gelijk met een kortsluiting van de lijn ter plaatse en een frequentieband rondom de resonantiefrequentie wordt als gevolg daarvan vrijwel niet doorgelaten (bandonderdrukkend filter). In fig. 16*b* is weergegeven, welke verzwakking *a* bij een aantal frequenties is gemeten aan een bandonderdrukkend $\frac{1}{4}\lambda$-filter volgens fig. 16*a* rechts. Eveneens is de kromme uitgezet die volgt uit de berekening van een dergelijk filter, wanneer dispersie, randeffecten en verliezen buiten beschouwing zijn gelaten. Dit geeft een beeld van de fouten die door de benaderingen kunnen ontstaan. Wanneer men de bovengeleider aan het vrije uiteinde

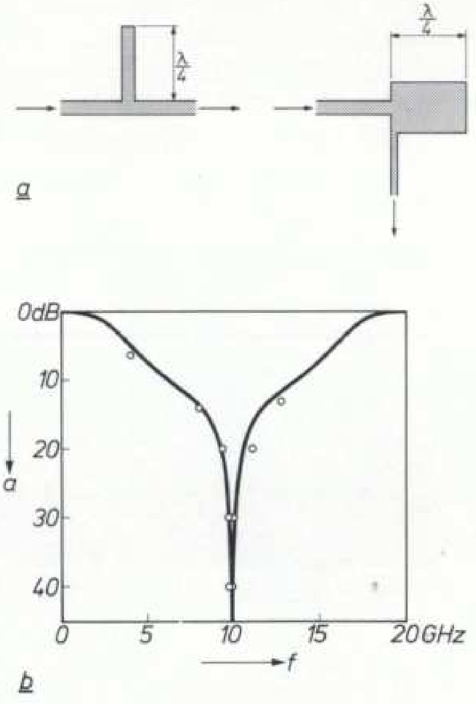


Fig. 16. *a*) Bandkeerfilters, bestaande uit $\frac{1}{4}\lambda$-resonators die voor de resonantiefrequentie op het punt van aansluiting een impedantie nul hebben. *b*) Enige metingen van de verzwakking *a* van een filter zoals rechts bovenaan afgebeeld bij verschillende frequenties. Ter vergelijking geeft de curve de met verwaarlozing van verliezen en parasitaire effecten berekende doorlaatkromme.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

met het geleidend ondervlak doorverbindt, heeft het bij de resonantiefrequenties een hoge impedantie, bij andere frequenties niet, zodat deze laatste verzwakt worden (banddoorlaatfilter).

Wenst men een smallere doorlaatband en een grotere flanksteilheid dan met dit zeer eenvoudige filter mogelijk is, dan past men gekoppelde $\frac{1}{2}\lambda$-resonators toe. In *fig. 17* is een uitvoering voor 12 GHz afgebeeld, te zamen met de doorlaatkromme van dit filter. Ter vergelijking is ook de doorlaatkromme getekend die uit een vereenvoudigde theorie volgt (streeplijn).

In *fig. 18* is een schakeling afgebeeld waarin men de balansring en het bandkerende $\frac{1}{4}\lambda$-filter terugvindt. Het is een balansmengtrap, bedoeld als ingangstrap van een ontvanger voor 12 GHz; links in de figuur een uitvoering op kwartsglas, rechts een op aluminiumoxide. In deze mengtrap wordt het op de antenne binnenkomende signaal *SIG* met dat van een locale oscillator *LO* vermenigvuldigd en ontstaat er een verschilfrequentie *IF*; deze wordt in de middenfrequentversterker van de ontvanger verder versterkt.

Aan de twee ontkoppelde poorten van de balansring *R* worden het antenne- en het oscillatorsignaal toegevoerd; dank zij de ontkoppeling komt van het oscillatorsignaal slechts een klein deel op de antenne terecht. Op de twee overblijvende armen van de balansring zijn Schottky-barrièrediodes *D* (in een uitvoering als getoond in fig. 14) aangebracht, waarin door de niet-lineariteit van de diodekarakteristiek de verschilfrequentie ontstaat. De bandkerende filters F_1 vormen voor het antenne- en oscillatorsignaal een kortsluiting achter de diodes. Het middenfrequentsignaal wordt via de smalle striplijnen uitgekoppeld; één daarvan moet met een draadje een andere striplijn overbruggen. Er treedt ten gevolge van de niet-lineariteit van de diodes een vrij sterke tweede harmonische van de oscillatorfrequentie op; deze wordt kortgesloten door de resonatoren F_2, die aan het uiteinde met de onderzijde van het substraat doorverbonden zijn. In *fig. 19* is het schema

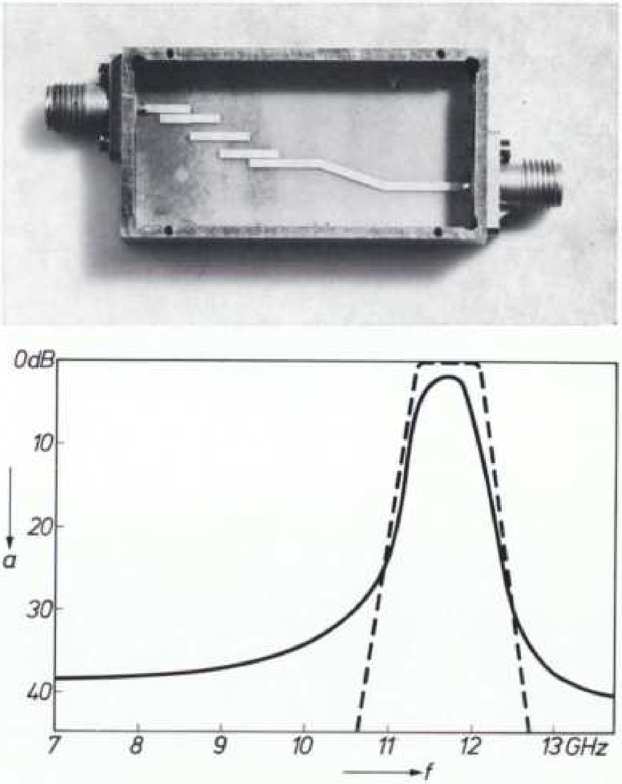


Fig. 17. *Boven*: banddoorlaatfilter voor 12 GHz, bestaande uit drie gekoppelde $\frac{1}{2}\lambda$-resonators. *Onder*: de doorlaatkromme van dit filter. Getrokken curve: gemeten doorlaatkromme; onderbroken curve: berekening onder verwaarlozing van verliezen en parasitaire effecten.

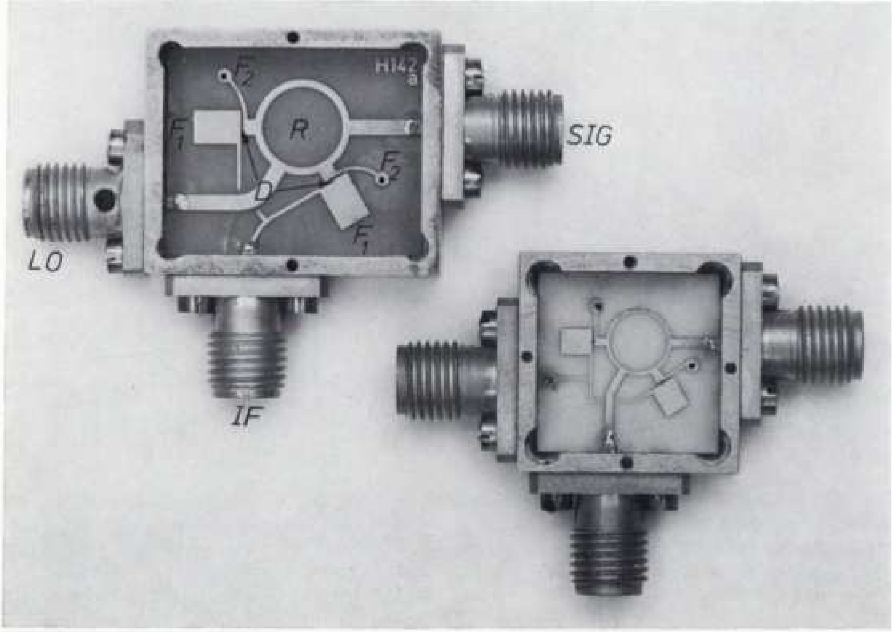


Fig. 18. Balansmengtrap voor 12 GHz, links op kwartsglas, rechts op aluminiumoxide. *R* balansring. *D* Schottky-barrièrediodes. F_1 bandkeerfilters voor 12 GHz. F_2 bandkeerfilters voor de tweede harmonische van de oscillatorfrequentie. *LO* oscillatoringang. *SIG* antenne-ingang. *IF* middenfrequentuitgang.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

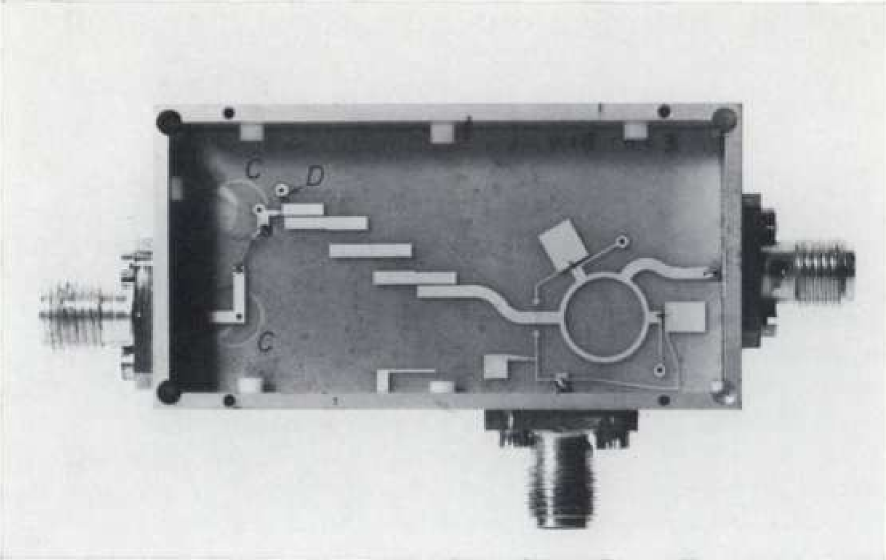


Fig. 20. Ingangstrap van een 12-GHz-ontvanger. De mengtrap van fig. 18 is hier gecombineerd met een frequentievermenigvuldiger met „step-recovery"-diode *D*. Een signaal met een frequentie van 1,17 GHz wordt via de linker aansluiting en een aanpassingsnetwerk met twee variabele condensatoren *C* aan diode *D* toegevoerd; de tiende harmonische wordt uitgefilterd door een banddoorlaatfilter en dient als oscillatorsignaal voor de mengtrap.

gegeven van een overeenkomstige schakeling voor lagere frequenties, uitgevoerd met geconcentreerde elementen. De gevoeligheid van de schakelingen van fig. 18 is vergelijkbaar met die van de beste mengschakelingen in golfpijpuitvoering; afmetingen en gewicht zijn echter veel kleiner. Het door ons gemeten ruisgetal ligt beneden 11 dB.

Dit geldt voor de frequentieband van 10 tot 12 GHz. Het gaat hier om het zg. enkelzijbandruisgetal, gemeten met een middenfrequentversterker met een eigen ruisgetal van 4 dB. De middenfrequentie was bij de meting 500 MHz.

In *fig. 20* is de balansmengtrap in één omhulling ondergebracht samen met een frequentievermenigvuldiger die de oscillatorfrequentie van 11,7 GHz levert. De frequentievermenigvuldiger bevat een „step-recovery"-diode *D* waaraan een wisselspanning met een frequentie van 1,17 GHz wordt aangelegd. De diode doet sterke hogere harmonischen van dit signaal ontstaan; de 10e harmonische wordt door een selectief doorlaatfilter van het in fig. 17 afgebeelde type uitgefilterd en als oscillatorsignaal aan de mengtrap toegevoerd. Aan de diode gaat een filter vooraf dat bestaat uit geconcentreerde elementen, namelijk een zelfinductie en twee variabele condensatoren; dit filter verzorgt de aanpassing aan de 1,17 GHz-bron. De schakeling van fig. 19 omvat dus het complete microgolfgedeelte van een ontvanger voor 12 GHz; zij zou gebruikt kunnen worden in televisieontvangers voor de 12 GHz-band, wanneer een televisieomroep op deze frequenties, die op het ogenblik in sommige landen in studie is, een feit zou worden. De schakeling is een goed voorbeeld van de compacte bouwwijze die met geïntegreerde microgolfschakelingen mogelijk is. Deze compactheid en het beschreven vervaardigingsprocédé, dat zich goed leent voor produktie in grote aantallen, openen de mogelijkheid van toepassingen van microgolven op grote schaal, zoals b.v. de genoemde televisieomroep.

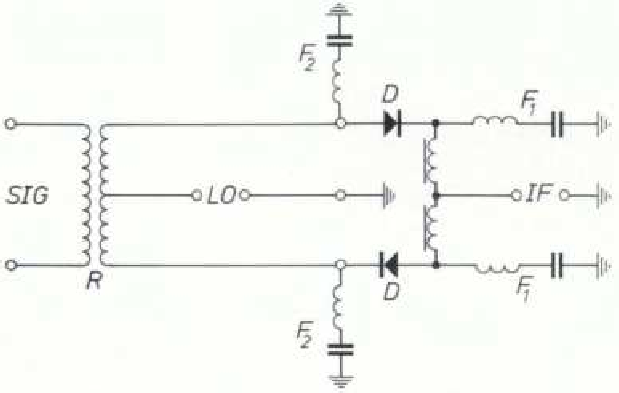


Fig. 19. Laagfrequent analogon van de in fig. 18 afgebeelde mengtrap.

Samenvatting. Voor de geleiding van microgolven kunnen, behalve golfpijpen en coaxiale geleiders, ook vlakke geleiders worden gebruikt. De meest toegepaste configuratie is de microstriplijn, een smalle metaalstrook op enige afstand van een geleidende plaat. Het geleiderpatroon van een microstriplijnschakeling wordt in zijn geheel via een foto-etsprocédé op een isolerend substraat aangebracht, waarmee een geïntegreerde schakeling ontstaat; deze heeft veel kleinere afmetingen dan een uitvoering van de schakeling in golfpijp of coaxiale geleiders. De in de laatste tijd b.v. voor oscillators ontwikkelde halfgeleiderdiodes zijn gemakkelijk op de stripgeleiders aan te brengen, zodat ook actieve geïntegreerde schakelingen gemaakt kunnen worden. De eigenschappen der microstriplijnschakelingen zijn vergelijkbaar met die van de conventionele uitvoeringen. Vanwege de kleine afmetingen en de bij grote series mogelijke lage kostprijs ligt de toepassing daar voor de hand waar grote aantallen nodig zijn; een televisieomroep op 12 GHz, waarvoor de in het artikel besproken ingangsschakeling van een 12 GHz-ontvanger gebruikt zou kunnen worden, is zo'n toepassing.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

 Philips techn. T. 32, 174-183, 1971, no. 6/7/8/9

Microgolfschakelingen met geconcentreerde elementen

C. S. Aitchison

Inleiding

Voor het vervullen van de diverse functies in microgolfschakelingen maakt men van oudsher gebruik van onderdelen die vervaardigd worden uit stukken transmissielijn, zoals golfpijp of coaxiale lijn, en met grote precisie worden bewerkt. Bij dergelijke onderdelen zijn de afmetingen groot in vergelijking met de golflengte, waardoor de elektrische eigenschappen zelfinductie, capaciteit en weerstand over de lengte verdeeld zijn; men spreekt daarom van „verdeelde elementen". Dit in tegenstelling tot onderdelen met „geconcentreerde" elementen, die men voor veel lagere frequenties gebruikt en waarvan de afmetingen zeer klein zijn ten opzichte van de golflengte.

De overgang van geconcentreerde op verdeelde elementen vindt men gewoonlijk in het gebied tussen 500 MHz en 1 GHz. Er is echter geen reden waarom men voor microgolven — d.w.z. in het gebied boven 1 GHz — geen geconcentreerde elementen zou toepassen, behalve dan de fysische problemen die men bij de vervaardiging van de onderdelen ondervindt. De ervaring die men de laatste jaren heeft opgedaan met de technieken van het foto-etsen en het opdampen in vacuüm, stelt ons thans evenwel in staat microgolfonderdelen met geconcentreerde elementen op een geschikte drager (substraat) aan te brengen door opdampen. Voor dit procédé komen zowel metalen met een hoog geleidingsvermogen, zoals goud en koper, als diëlektrische materialen zoals siliciumdioxide in aanmerking.

Microgolfschakelingen in geconcentreerde vorm hebben als voordeel de uiterst kleine afmetingen en een betrekkelijk goedkope technologie. Dit te meer daar de actieve halfgeleiders zonder omhulling in de schakelingen met geconcentreerde elementen kunnen worden gemonteerd. Het is in dit verband interessant ons even te verdiepen in de kosten die verbonden zijn aan de tegenwoordige wijze van vervaardiging van een actieve halfgeleider en van de combinatie ervan met traditionele onderdelen met verdeelde elementen. Normaal wordt het halfgeleiderkristal, ter waarde van een paar kwartjes, in een speciale microgolfomhulling gemonteerd, die doorgaans duurder is dan de halfgeleider zelf; dit is het produkt dat de halfgeleiderfabriek aan de gebruiker levert. Om de halfgeleider heen construeert deze een driedimensionale schakeling waarvan de kosten meestal een veelvoud zijn van die van de halfgeleider in zijn omhulling. Een microgolfschakeling is dan ook gewoonlijk kostbaar — zo kostbaar dat het gebruik ervan zich beperkt tot professionele toepassingen, waar prestatie zwaarder weegt dan prijs.

Geconcentreerde microgolfschakelingen bieden een mogelijke oplossing voor dit probleem, maar wellicht niet de enige. Een alternatieve mogelijkheid is de microstriptechnologie, die uitvoerig behandeld wordt in andere artikelen van dit nummer [1] [2]. Volgens beide technieken worden de geleiders op een substraat opgedampt, maar ter vermijding van verwarring dient men terdege een onderscheid te maken. Een microstriplijn is een transmissielijn met verdeelde elementen, waarbij een geleider ruimtelijk is gescheiden van een grondplaat door een materiaal met geringe microgolfverliezen en een hoge diëlektrische constante, zodat de microgolfenergie voornamelijk in het diëlektrische substraat is geconcentreerd. Dientengevolge moet dit aan bepaalde elektrische en mechanische voorwaarden voldoen. De oppervlakte van een microstripschakeling bedraagt in de regel enige tientallen vierkante centimeters.

In een microgolfschakeling met geconcentreerde elementen daarentegen heeft het substraat als voornaamste taak het dragen van de opgedampte lagen. In het substraat bevindt zich maar weinig microgolfenergie, zodat de elektrische en mechanische eisen die eraan gesteld worden veel geringer zijn. De oppervlakte van dergelijke schakelingen is meestal slechts één vierkante centimeter of minder.

In dit licht bezien kunnen van de geconcentreerde microgolfschakelingen kleinere afmetingen en lagere produktiekosten worden verwacht dan van microstripschakelingen. Dit artikel is de beschrijving van een eerste verkenning van het gebied. Deze bestaat uit een experimentele bepaling van de eigenschappen van losse geconcentreerde onderdelen — de vijf basisonderdelen zijn spoel, condensator, weerstand, transformator en gyrator — en van eenvoudige schakelingen, samengesteld uit deze onderdelen in combinatie met halfgeleiderdiodes.

Bij ons onderzoek stellen we ons ten doel aan te tonen dat het mogelijk is op één zijde van een glazen plaatje (of een ander even goedkoop substraat) een volledige microgolfschakeling aan te brengen met niet

C. S. Aitchison, B. Sc., M. Inst. P., A.R.C.S., medewerker van Mullard Research Laboratories, Redhill, Surrey, Engeland.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

meer dan één microgolfingang, een aantal gelijkstroomaansluitingen en een uitgang op een geschikte middenfrequentie. Een dergelijke schakeling zou in haar geheel op niet meer dan één vierkante centimeter glas moeten worden ondergebracht en zou bij voorbeeld moeten bevatten: een mengtrap met één of twee Schottky-diodes, een afstembare oscillator met een Gunn-element en een Schottky-diode, een voorversterker (parametrische versterker, tunneldiode- of transistorversterker), een aantal gelijkstroomingangen (van de schakeling gescheiden door laagdoorlaatfilters) en een omhulling voor de volledige schakeling met één geschikte microgolfaansluiting en een aantal gelijkstroomaansluitingen (deze omhulling behoeft geen microgolfeigenschappen te bezitten). Uitgaande van een geslaagd laboratoriumontwerp zou het mogelijk moeten zijn, de kosten van produktie in grote aantallen te schatten. Bij een voorlopige calculatie komen de fabricagekosten van een eenvoudige Doppler-radarschakeling voor 9 GHz, met inbegrip van een circulator en een Schottky-detector, een factor vijftig lager uit dan voor een uitvoering met conventionele onderdelen.

We zullen nu eerst de resultaten bespreken van metingen die zijn uitgevoerd aan afzonderlijke passieve geconcentreerde elementen bij frequenties tot 12 GHz. Vervolgens zullen we een paar eenvoudige filterschakelingen en enkele actieve schakelingen, met name de hierboven genoemde mengtrap, afstembare oscillator en voorversterker beschrijven. Ten slotte behandelen we de genoemde Doppler-radarschakeling.

Passieve geconcentreerde elementen

Substraat en meettechniek

De voor de metingen gemaakte onderdelen zijn aangebracht op een substraat van kwarts, hoewel het uiteindelijke doel is een goedkoper materiaal te gebruiken. Wij wilden echter in de aanvang van het onderzoek de extra complicatie vermijden die het gebruik van een minder goed bekend materiaal met zich mee zou brengen.

In *fig. 1* is de configuratie afgebeeld die gekozen is voor het onderzoek van de microgolfeigenschappen van de meeste passieve geconcentreerde elementen. Op een schijfje kwarts met een diameter van 9 mm en een dikte van 0,5 mm zijn een schijfvormige binnenaansluiting en een ringvormige buitenaansluiting van goud aangebracht, zodat het schijfje op de dwarsdoorsnede van een coaxiale lijn past. Op deze wijze kunnen de gebruikelijke microgolfmetingen worden verricht onder gebruikmaking van de gewone coaxiale verbindingen. Het te onderzoeken element wordt opgedampt in het gebied *AA′B′B*.

Spoel, condensator en weerstand

Fig. 2a toont een voorbeeld van een spoel. Deze bestaat uit een enkele winding van opgedampt materiaal. Door geschikte keuze van de diameter en van de breedte van het spoor kan men zelfinducties van minder dan 1 tot meer dan 3,5 nH realiseren.

Voor een condensator wordt gebruik gemaakt van de capaciteit tussen de in elkaar grijpende tanden van een configuratie volgens fig. 2*b*. Aldus kan men capaciteiten verkrijgen van 0,01 pF tot 1 pF. Grotere capaciteiten kan men vervaardigen door na elkaar een laagje metaal, een laagje siliciumdioxide en een laagje metaal op te dampen. Dergelijke condensatoren zal men bij voorkeur vermijden daar ze, vergeleken met de condensator volgens fig. 2*b*, meer processtappen vereisen.

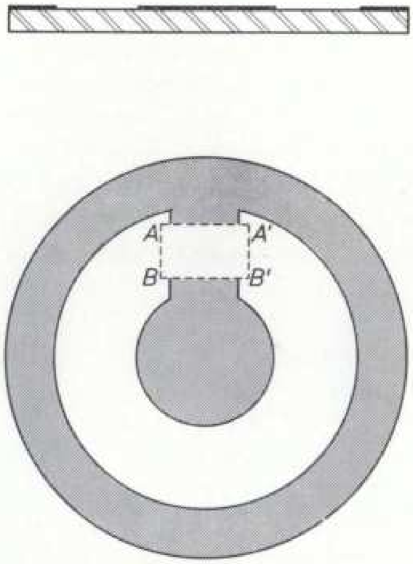


Fig. 1. Schijfje kwarts met een diameter van 9 mm en een dikte van 0,5 mm waarop de experimentele passieve elementen voor meetdoeleinden worden opgedampt (binnen de rechthoek *AA′B′B*). Het schijfje is voorzien van opgedampte contactgebieden, zodat het past op de dwarsdoorsnede van de coaxiale lijn van 50 Ω die voor verbinding met de meetapparatuur dient.

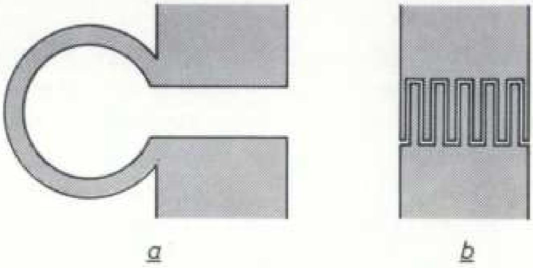


Fig. 2. *a*) Geconcentreerde zelfinductie in de vorm van een spoel met één winding. *b*) Geconcentreerde capaciteit. De meandervormige spleet heeft een breedte van 20 μm.

[1] J. H. C. van Heuven en A. G. van Nie, Geïntegreerde microgolfschakelingen; dit nummer, blz. 161.
[2] M. Lemke en W. Schilz, Geïntegreerde microgolfschakelingen op een ferrietsubstraat; dit nummer, blz. 184.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

De zelfinductie- en capaciteitswaarden van de op deze wijze gemaakte elementen passen bijzonder goed bij de bestaande microgolfhalfgeleiders zonder omhulling. Gecombineerd met de intrinsieke en de spreidingscapaciteiten en -zelfinducties van deze halfgeleiders geven zij namelijk resonanties in het frequentiegebied van 4 GHz tot 12 GHz of hoger.

Geconcentreerde weerstanden kan men gemakkelijk verkrijgen door gebruik te maken van de chroomnikkellaag die altijd wordt opgedampt om als hechtlaag voor het op te dampen goud te dienen.

De onderzoekingen aan opgedampte transformatoren zijn nog niet afgerond, zodat deze hier niet zullen worden beschreven. De reeds bereikte resultaten zijn bemoedigend.

De eigenschappen van de geconcentreerde elementen kan men het beste meten door ze te combineren tot serie- of parallelkringen waarvan de resonantiefrequentie tussen 4 GHz en 12 GHz ligt. *Fig. 3a* toont een dergelijke seriekring en fig. 3*b* een parallelkring. De laatstgenoemde is bij uitstek geschikt voor meetdoeleinden, omdat deze kring bij resonantie een hoge impedantie vertoont; overgangsweerstanden die kunnen optreden als het monster in de coaxiale meetopstelling is gemonteerd, hebben daardoor maar weinig invloed op de meetresultaten.

Men bepaalt de parameters van deze resonantiekringen door meting van de reflecties die ze veroorzaken bij aansluiting op een transmissielijn met een karakteristieke impedantie van 50 Ω. Een microgolfgenerator met een frequentiezwaai van 4 tot 12 GHz injecteert een signaal in de lijn. Vervolgens wordt de reflectiecoëfficiënt van de te meten kring uitgezet in een zg. Smith-diagram [3]. *Fig. 4* geeft hiervan een voorbeeld voor een parallelkring met een kwaliteitsfactor Q van 80 en een resonantiefrequentie van 6,7 GHz. Men kan de resonantiefrequentie(s) rechtstreeks uit het diagram aflezen; bij deze frequentie(s) snijdt de kromme namelijk de horizontale as. In fig. 4 blijkt, naast de parallelresonantie bij 6,7 GHz, een parasitaire serieresonantie bij ca. 10,5 GHz op te treden. Men kan uit het diagram ook de zelfinductie L of de capaciteit C en de kwaliteitsfactor Q van de kring afleiden. De waarde van Q hangt af van de kringverliezen; deze blijken vrijwel uitsluitend aan de spoel te moeten worden toegeschreven.

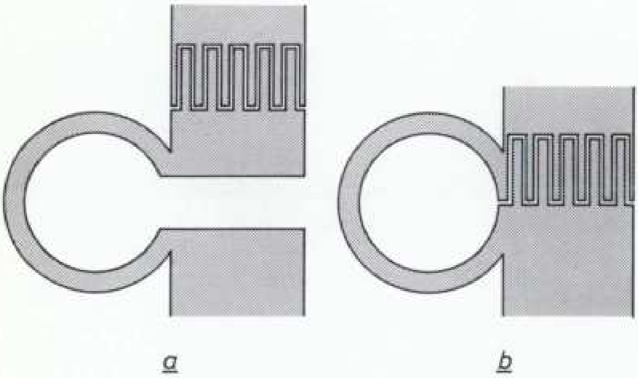


Fig. 3. *a*) Seriekring. *b*) Parallelkring.

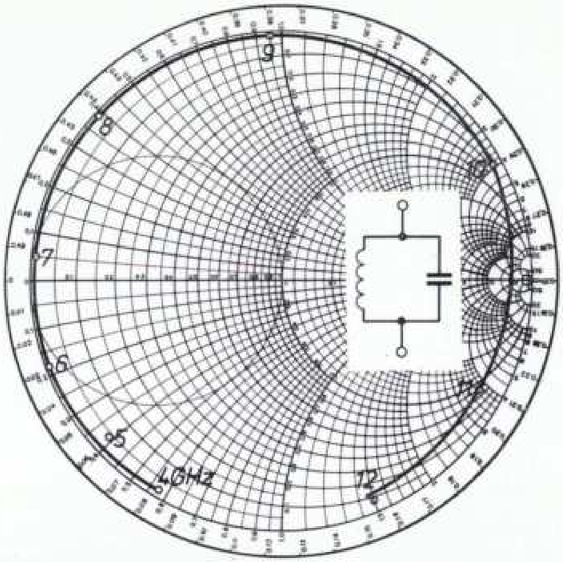


Fig. 4. Smith-admittantiediagram van een parallelkring bestaande uit geconcentreerde elementen. Het Smith-diagram is in wezen een polaire grafiek van de reflectiecoëfficiënt van de kring, de parameter die doorgaans wordt gemeten. De schalen van het diagram zijn echter zo gekozen dat de reële en imaginaire componenten van de admittantie voor alle meetfrequenties rechtstreeks kunnen worden afgelezen. De admittantie is genormeerd op de karakteristieke admittantie van de transmissielijn waarop de schakeling is aangesloten, in ons geval op 0,02 S [4]. Op de horizontale as is de imaginaire component van de admittantie nul, boven de as is deze component positief, onder de as negatief. De gevonden kromme snijdt de as bij ongeveer 6,7 GHz in een punt van minimale admittantie; dit betekent dat bij deze frequentie parallelresonantie optreedt. De admittantie is bij die frequentie ca. 0,01 × 0,02 S. Men kan uit deze waarde en uit de gemeten capaciteit en zelfinductie berekenen dat de kwaliteitsfactor 80 bedraagt. Tussen 10 GHz en 11 GHz treedt serieresonantie op; de admittantie bedraagt daarbij meer dan 20 × 0,02 S.

Bij een parallelkring is het het handigst over admittanties te spreken; de admittantie Y van een kring wordt gegeven door

$$Y = G + \mathrm{j}(\omega C - 1/\omega L) = G + \mathrm{j}B.$$

In deze formule stelt G een parallelconductantie voor die de kringverliezen tot uitdrukking brengt. Men kan gemakkelijk aantonen dat $(\mathrm{d}B/\mathrm{d}\omega)_{\omega_0} = 2C$ is; de waarde van $\mathrm{d}B/\mathrm{d}\omega$ bij de resonantiehoekfrequentie ω_0 kan langs grafische weg uit het Smith-diagram worden afgeleid, en hieruit volgt dan de waarde van C. Aangezien de resonantiefrequentie bekend is, kan men nu ook L bepalen uit $\omega_0^2 = 1/LC$. Bij resonantie geldt $Y(\omega_0) = G$, waarvan de waarde ook rechtstreeks uit het diagram kan worden afgelezen. Q volgt dan uit de vergelijking $Q = (C/L)^{\frac{1}{2}}/G$.

De kringverliezen kan men tot uitdrukking brengen in een

[3] P. H. Smith, Transmission line calculator, Electronics **12**, Jan. 1939, 29-31; An improved transmission line calculator, Electronics **17**, Jan. 1944, 130.

[4] In dit artikel en elders is, in overeenstemming met de internationale normalisatie, de siemens (S) gebruikt in plaats van mho of Ω^{-1} ($1\ \mathrm{S} = 1\ \Omega^{-1}$).

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023
Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

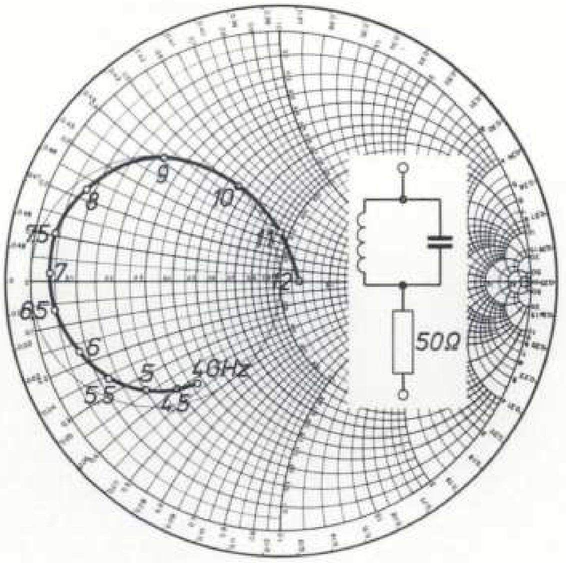


Fig. 5. Smith-admittantiediagram van een parallelkring in serie met een geconcentreerde weerstand van nominaal 50 Ω; de admittantie is weer genormeerd op 0,02 S. De resonantiefrequentie blijkt 6,9 GHz te zijn; de kromme nadert het middelpunt van het diagram bij hoge en lage frequenties, hetgeen betekent dat de admittantie dan een conductantie van 0,02 S nadert, de nominale waarde van de weerstand.

weerstand R in serie met de zelfinductie; men bedenke dat R niet gelijk is aan $1/G$, maar de waarde ervan kan gemakkelijk uit L, C en Q worden berekend.

Fig. 5 geeft een voorbeeld van een admittantiediagram van een parallelkring in serie met een geconcentreerde weerstand; de bedoeling van het ontwerp was dat de waarde van de laatste 50 Ω zou zijn, wat overeenkomt met een conductantie van 0,02 siemens [4]; bij frequenties voldoende ver van de resonantiefrequentie verwijderd nadert de admittantiecurve inderdaad tot deze waarde.

Ter bepaling van de verliezen in de spoelen zijn er metingen verricht aan twintig parallelkringen. In alle gevallen was de capaciteit nominaal 0,35 pF; de breedte van het spoor en de buitendiameter van de spoelen waren verschillend. Als men aanneemt dat de verliezen van de resonantiekring uitsluitend aan de spoel te wijten zijn, dan mag men de weerstand van deze spoel uit de kwaliteitsfactor van de kring berekenen. De resultaten van deze berekeningen zijn in *fig. 6a* en *b* grafisch weergegeven; in fig. 6*a* zijn serieweerstanden uitgezet die bij verschillende resonantiefrequenties gemeten zijn, en wel voor drie groepen spoelen met buitendiameters van 0,6 mm, 0,8 mm en 1,2 mm. In fig. 6*b* is

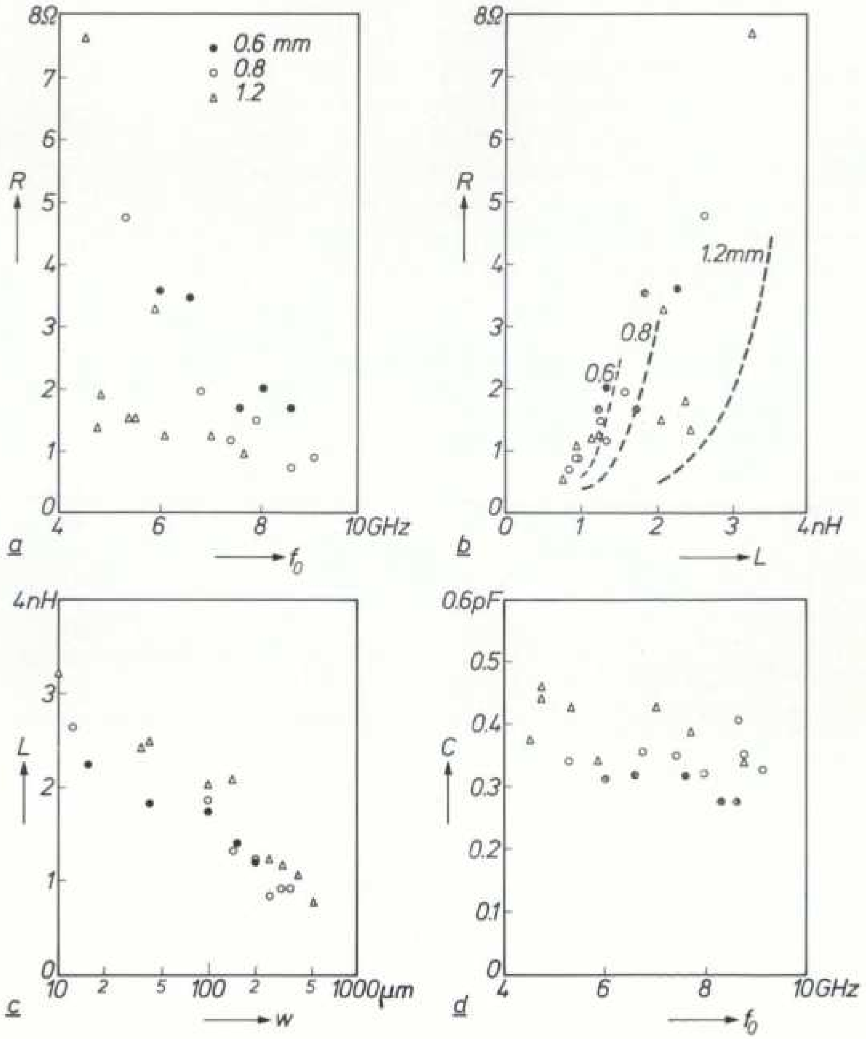


Fig. 6. Metingen aan 20 afgestemde kringen met geconcentreerde elementen. De spoelen hebben een diameter van 0,6 mm (punten), van 0,8 mm (cirkeltjes) of van 1,2 mm (driehoekjes). *a*) Serieweerstand R van de spoelen in kringen met verschillende resonantiefrequenties f_0. *b*) Serieweerstand R van de spoelen bij verschillende waarden L van de zelfinductie. Ter vergelijking zijn in deze grafiek ook de berekende krommen getekend. De werkelijke waarden van R blijken ongeveer het dubbele te bedragen van de berekende waarden; deze discrepantie is vermoedelijk toe te schrijven aan de structuur van de geleiders, die zijn opgedampt en vervolgens galvanisch versterkt. *c*) Zelfinductie L bij verschillende breedten w van het geleidende spoor. *d*) Gemeten capaciteit C in kringen met verschillende resonantiefrequenties f_0. De nominale waarde waarvoor alle condensatoren zijn ontworpen is 0,35 pF. De spreiding van de gemeten waarden moet goeddeels worden toegeschreven aan meetonnauwkeurigheden, die naar schatting van de orde van 25% zijn; dit in aanmerking genomen blijkt de reproduceerbaarheid van de condensatoren vrij goed te zijn.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de weerstand uitgezet als functie van de zelfinductie; ter vergelijking zijn hierin tevens de theoretische krommen getekend. De verkregen weerstand blijkt ongeveer dubbel zo groot te zijn als theoretisch mocht worden verwacht; vermoedelijk is het verschil toe te schrijven aan de omstandigheid dat de berekening is gebaseerd op de waarde van de soortelijke weerstand der geleidende metalen die voor normaal materiaal geldt, d.w.z. zonder dat er rekening is gehouden met de bijzondere structuur van de opgedampte en galvanisch versterkte geleiders.

De resultaten tonen aan dat het inderdaad mogelijk is, met behulp van geconcentreerde elementen parallelkringen met een spoel van één winding te vervaardigen waarvan de resonantiefrequentie tussen 5 GHz en 10 GHz ligt en waarin de weerstand ongeveer 1 Ω of minder bedraagt, wat overeenkomt met kwaliteitsfactoren van 10 tot 90. Om de betekenis van de gemeten weerstandswaarden te beoordelen moet men bedenken dat in toepassingen waarbij een laag ruisgetal vereist is, de verliezen in de spoel klein moeten zijn ten opzichte van die in de halfgeleider. Aan deze voorwaarde wordt doorgaans voldaan. Hetzelfde geldt voor toepassingen waarbij het te verwerken vermogen van belang is.

De metingen aan de twintig resonantiekringen hebben nog andere gegevens opgeleverd. Fig. 6*c* geeft het verband tussen de zelfinductie van de spoelen en de breedte *w* van de geleiders, terwijl fig. 6*d* een indruk geeft van de reproduceerbaarheid van de condensatoren. De spreiding in de gemeten capaciteitswaarden is nauwelijks groter dan die ten gevolge van de onvermijdelijke meetonnauwkeurigheid.

Het blijkt dus zeer wel mogelijk te zijn, condensatoren, spoelen en weerstanden te vervaardigen die zich bij frequenties tot 12 GHz als geconcentreerde elementen gedragen (en dit is niet de grens van deze techniek). De in de reactanties optredende verliezen blijken voldoende klein te zijn en geen beletsel te vormen bij het gebruik in combinatie met halfgeleiderelementen.

Gyrator

De gyrator, het vijfde passieve basiselement, ontmoet men in de praktijk als circulator en als isolator [2]. Bij microgolffrequenties vormt een vertakking van transmissielijnen in aanwezigheid van ferriet een circulator met verdeelde elementen. Voor frequenties tot 3 GHz heeft men wel circulators met geconcentreerde elementen vervaardigd door op een blokje ferriet onder hoeken van 120° gekoppelde spoelen te wikkelen, maar voor hogere frequenties is deze oplossing onaantrekkelijk. Wij hebben echter volgens hetzelfde principe een circulator in planaire vorm ontworpen; deze is afgebeeld in *fig. 7*. Hij bestaat uit een symmetrische configuratie van elkaar snijdende geleiders op een substraat

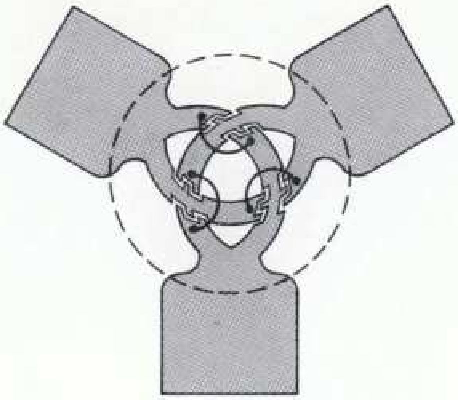


Fig. 7. Circulator met geconcentreerde elementen, bestaande uit een symmetrische configuratie van geleiders op een substraat van ferriet. De geleiders buiten de gestippelde cirkel vormen microstriplijnen; binnen deze cirkel is de grondplaat verwijderd. De onderbrekingen zijn overbrugd door draadverbindingen om de galvanische verbinding te herstellen.

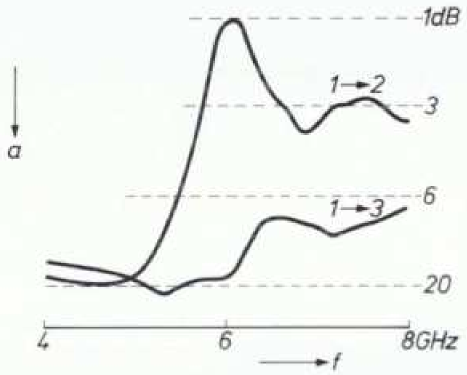


Fig. 8. Geregistreerde doorlaatdemping $a_{1\to2}$ en isolatie $a_{1\to3}$ van de circulator volgens fig. 7 in het frequentiegebied van 4 GHz tot 8 GHz. De optimale waarden van $a_{1\to2}$ en $a_{1\to3}$ bedragen resp. 1,2 dB en 18 dB; deze waarden kunnen voor elke frequentie in het gebied van 5 GHz tot 7 GHz bereikt worden door wijziging van het aangelegde magnetische veld.

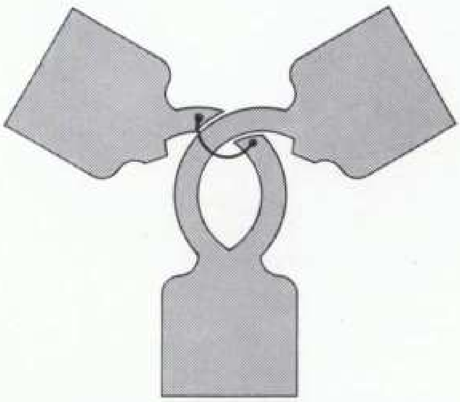


Fig. 9. Asymmetrische geconcentreerde circulator, eveneens voor een frequentieband rond 6 GHz. Deze circulator heeft een doorlaatdemping kleiner dan 1 dB, een isolatie groter dan 20 dB en een bandbreedte van ca. 2 %.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van ferriet. Op de plaatsen waar de geleiders elkaar snijden zijn ze onderbroken, waarbij overbruggingen door aangelaste draden het galvanische contact herstellen. Deze configuratie, die binnen een cirkel met een diameter van 0,8 mm valt, is aangesloten op drie 50 Ω-microstriplijnen.

De eigenschappen van deze circulator blijken uit *fig. 8*, waarin de isolatie $a_{1\to3}$ en de doorlaatdemping $a_{1\to2}$ als functie van de frequentie zijn uitgezet. Uit deze grafiek kan men aflezen dat de isolatie een waarde van 18 dB bereikt bij een doorlaatdemping van minder dan 1,2 dB. Door wijziging van het aangelegde magnetische veld kan een dergelijk gedrag worden verkregen bij elke frequentie tussen 5 GHz en 7 GHz.

Fig. 9 laat een meer eenvoudige, asymmetrische uitvoering zien. Hier voeren twee geleiders van één ingang naar de beide andere ingangen en ontstaat er slechts één snijpunt. De eigenschappen zijn vergelijkbaar met die van de symmetrische circulator.

De werking van deze circulators is nog onderwerp van studie. Er zijn latere modellen van de symmetrische en de asymmetrische circulator gemaakt waarbij de onderbrekingen ter plaatse van de snijpunten zijn weggelaten, zodat de geleiders onderling contact maken. Het verschil in microgolfgedrag blijkt voor geen van beide configuraties significant te zijn.

Filters

Maakt men een actieve schakeling door geconcentreerde elementen te combineren met halfgeleiderelementen, dan is het noodzakelijk gelijkspanningsenergie, of wisselspanningsenergie van lage frequentie, toe of af te voeren zonder dat de microgolfenergie hierdoor wordt beïnvloed. Dit kan verwezenlijkt worden door gebruik te maken van eenvoudige laagdoorlaatfilters met als reactieve onderdelen geconcentreerde zelfinducties en capaciteiten.

We hebben een eenvoudig T-filter ontworpen volgens het schema in *fig. 10*, met serie-zelfinducties van 1,9 nH en een parallelcapaciteit van 1,0 pF. Hiervoor werden twee spoelen van één winding en een meandervormige condensator gebruikt. Bij een afsluitweerstand van 50 Ω zou hiermee een afsnijfrequentie van 5,5 GHz (waarbij de verzwakking 3 dB is) en een verzwakking van 20 dB bij 10,5 GHz verkregen moeten worden, volgens de onderbroken kromme van fig. 10. De meting, weergegeven door de getrokken kromme, blijkt hiermee redelijk overeen te komen.

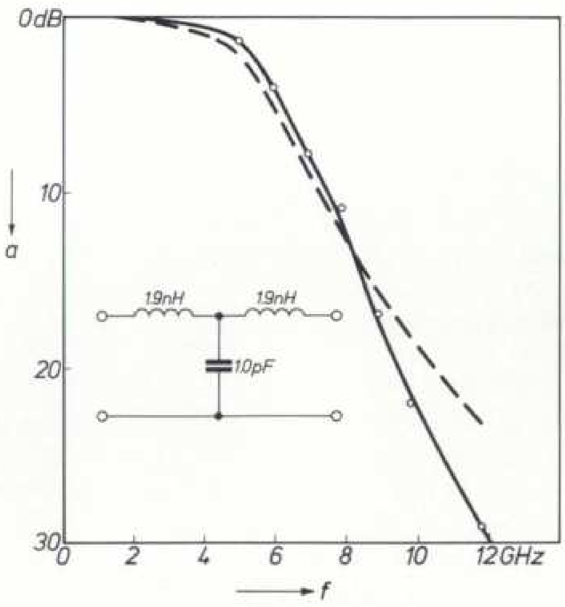


Fig. 10. Verzwakking *a* als functie van de frequentie *f* voor een T-filter met geconcentreerde elementen. De onderbroken kromme geeft de berekende waarden.

In *fig. 11* is het schema getekend van een eenvoudig bandkeerfilter. Dit bestaat uit een serieresonantiekring

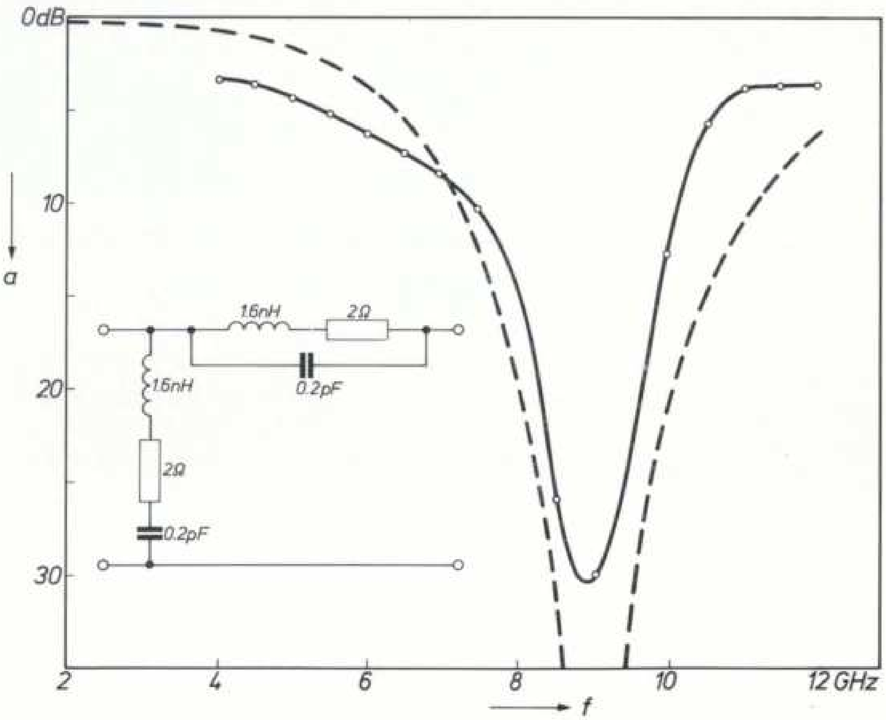


Fig. 11. Verzwakking *a* van een bandkeerfilter. De onderbroken kromme geeft de berekende waarden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

parallel aan de ingang, gevolgd door een parallelresonantiekring in serie met de ingang. De vereiste serieweerstanden van 2 Ω ontstaan door de verliezen in de spoelen. De berekende en de gemeten verzwakking is in de grafiek uitgezet als functie van de frequentie; bij de berekening is een afsluitweerstand van 50 Ω aangenomen. Bij 9 GHz wordt een alleszins bevredigende verzwakking van ca. 30 dB bereikt.

Actieve schakelingen

Tunneldiode-versterker

Als eerste actieve schakeling met geconcentreerde elementen en een halfgeleider hebben wij, met het oog op de eenvoud, een tunneldiode-versterker voor 4 GHz ontworpen.

Fig. 12 geeft het schema van een dergelijke versterker, die via een circulator is gekoppeld aan een microgolfsysteem. Dit schema bestaat uit drie fundamentele eenheden. Blok *1* bevat het aanpassingsnetwerk dat de karakteristieke impedantie van de transmissielijn (doorgaans 50 Ω) transformeert naar de waarde die voor het verkrijgen van de gewenste versterking vereist is. Blok *2* stelt de tunneldiode voor, die in resonantie wordt gebracht door een zelfinductie. Blok *3* ten slotte bevat een stabiliserend netwerk dat de negatieve conductantie van de tunneldiode opheft bij alle frequenties, behoudens bij die waarbij versterking gewenst is. Dit netwerk bestaat uit een weerstand van geschikte waarde in serie met een parallelkring die bij de te versterken frequentie resoneert, waardoor de verliezen in de tunneldiodekring bij deze frequentie worden opgeheven. (Het Smith-diagram van fig. 5 is in feite gemeten aan een voor dit doel ontworpen netwerk.) *Fig. 13* is een tekening van de versterker in de coaxiale meetconfiguratie, *fig. 14* een foto.

Voor het bepalen van de versterking als functie van de frequentie is de versterker aangesloten op een circulator met grote bandbreedte. Uit de grafiek van *fig. 15* kunnen we aflezen hoe de versterking in de band van 2,6 GHz tot 4,2 GHz varieert met de frequentie; ijkkrommen voor 3 dB, 9 dB en 12 dB zijn ingetekend. De versterking blijkt twee pieken te vertonen; dit verschijnsel wordt teweeggebracht door de impedantievariaties van de circulator. De versterking bereikt een maximum van ca. 12 dB en is vrijwel over de gehele band van 2,8 GHz tot 4,1 GHz ten minste 9 dB. Voor het ruisgetal vonden wij 6,2 dB.

We mogen concluderen dat door het combineren van geconcentreerde elementen met halfgeleiders zonder omhulling praktisch bruikbare tunneldiode-versterkers voor microgolven vervaardigd kunnen worden.

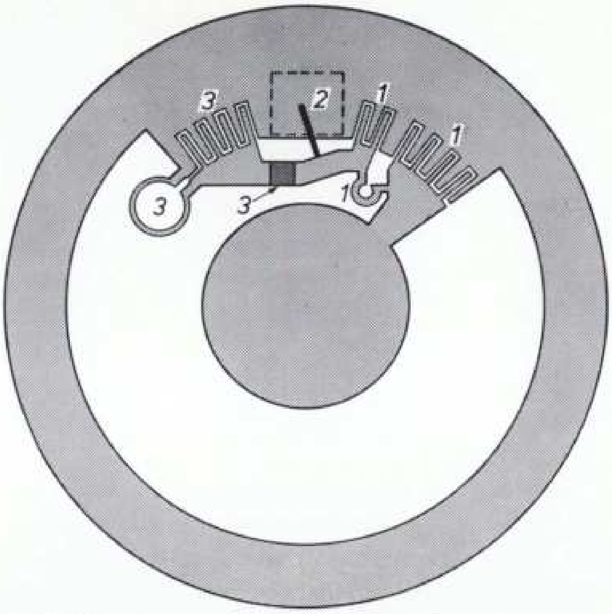


Fig. 13. Uitvoering van de tunneldiode-versterker met geconcentreerde elementen op het standaardschijfje van 9 mm. *1* aanpassingsnetwerk. *2* plaats voor montage van de tunneldiode, en het aansluitdraadje dat als zelfinductie fungeert. *3* stabiliserend netwerk.

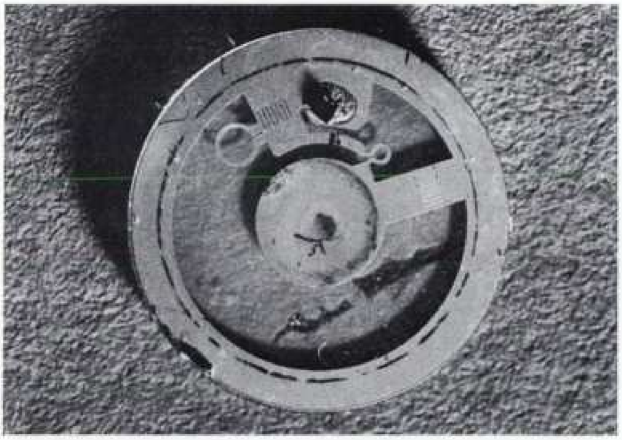


Fig. 14. Tunneldiode-versterker met geconcentreerde elementen. Anders dan in fig. 13 bevat het aanpassingsnetwerk slechts één condensator.

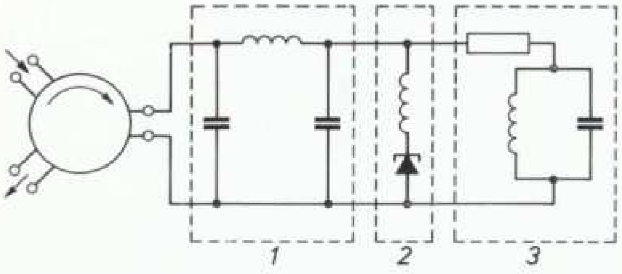


Fig. 12. Schema van een tunneldiode-versterker met geconcentreerde elementen, aangesloten op een circulator. *1* netwerk voor aanpassing op de karakteristieke impedantie van de lijn. *2* tunneldiode, in afstemming gebracht door een zelfinductie. *3* stabiliserend netwerk.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

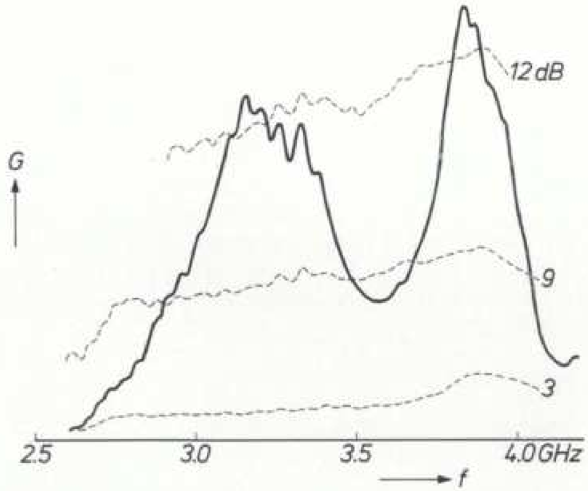


Fig. 15. Geregistreerde versterking *G* van de tunneldiode-versterker als functie van de frequentie *f*. De onderbroken lijnen zijn ijkkrommen van de meetopstelling.

Gunn-oscillator, afgestemd met een varactor

De frequentie van een oscillator die op het Gunn-effect berust [5] kan men variëren door in serie met het Gunn-element een varactor (diode met variabele capaciteit) op te nemen en de capaciteit van deze te veranderen met behulp van de aangelegde voorspanning. Aldus wordt een uiterst eenvoudige schakeling voor een afstembare oscillator verkregen, waarvan *fig. 16* het vervangingsschema met de spreidingscapaciteiten en -zelfinducties geeft. De parameters waaraan de varactor voor deze toepassing moet voldoen, kunnen worden berekend. Voor frequenties van ongeveer 9 GHz kan men hier gebruik maken van in de handel verkrijgbare varactors met een hoog kwaliteitsgetal, zoals de Mullard varactor CXY 10 en soortgelijke typen, mits ze niet van een omhulling zijn voorzien.

Zowel aan het Gunn-element als aan de varactor moet een gelijkspanning worden aangelegd. In de hiervoor bestemde toevoerleidingen worden de reeds beschreven laagdoorlaatfilters opgenomen; op deze wijze kunnen de afmetingen van de gehele oscillator uiterst klein worden gehouden. *Fig. 17* laat de rangschikking van de onderdelen zien. Het Gunn-element *G* is op een strip gemonteerd die de warmte afvoert; om de voorspanningen te scheiden is een uit lagen bestaande condensator *C* aangebracht.

Ten einde aan deze schakeling de gewenste metingen te kunnen verrichten, is ze op een microstripcirculator aangesloten; één arm hiervan werd met 50 Ω belast, zodat de circulator als isolator functioneerde. *Fig. 18* is een foto van het aldus verkregen geheel. Men kan hierop duidelijk, behalve de beide laagdoorlaatfilters, het Gunn-element en de varactor onderscheiden. Deze opstelling is afstembaar over een gebied van 1,1 GHz; het maximale uitgangsvermogen is 20 mW. In *fig. 19* ziet men hoe de frequentie en het uitgangsvermogen variëren met de voorspanning.

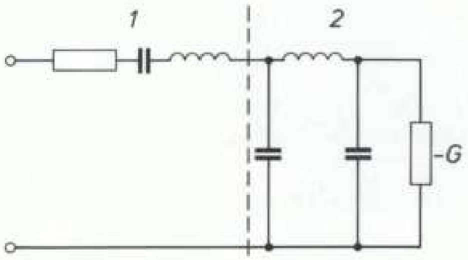


Fig. 16. Vervangingsschema van een Gunn-oscillator met varactor-afstemming, waarin tevens de spreidingscapaciteiten en -zelfinducties zijn weergegeven. *1* varactor. *2* Gunn-element; *—G* is de negatieve conductantie.

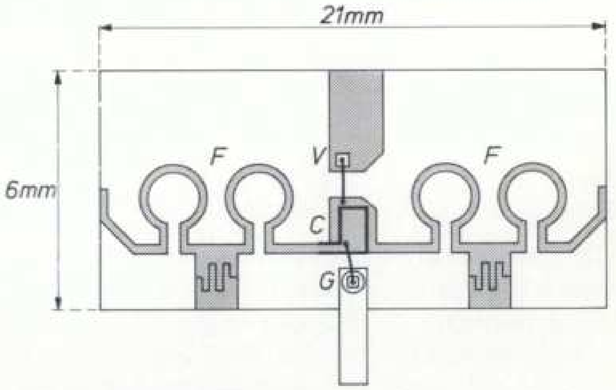


Fig. 17. Gunn-oscillator met varactor-afstemming. *F* laagdoorlaatfilters met geconcentreerde elementen in de gelijkspanningstoevoerleidingen. *V* varactor. *C* uit lagen opgebouwde condensator voor de gelijkspanningsontkoppeling. *G* Gunn-element, gemonteerd op een koelstrip.

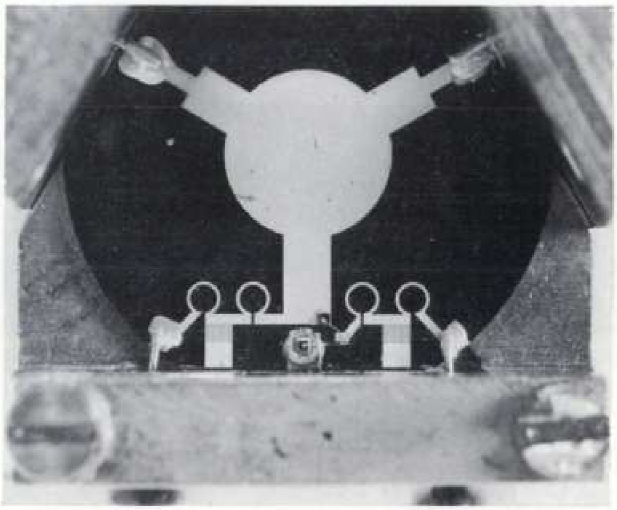


Fig. 18. Gunn-oscillator met varactor-afstemming voor frequenties van ongeveer 9 GHz. De oscillatorschakeling is met een microstripcirculator op één substraat geïntegreerd. Anders dan in fig. 17 is hier geen condensator voor de gelijkspanningsontkoppeling aanwezig.

[5] G. A. Acket, R. Tijburg en P. J. de Waard, De Gunn-diode; dit nummer, blz. 241.
J. Magarshack, De Gunn-diode als oscillator en versterker; dit nummer, blz. 269.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het blijkt uit deze beschrijving dat het gebruik van geconcentreerde elementen een uiterst compacte, afstembare Gunn-oscillator met bevredigende eigenschappen oplevert.

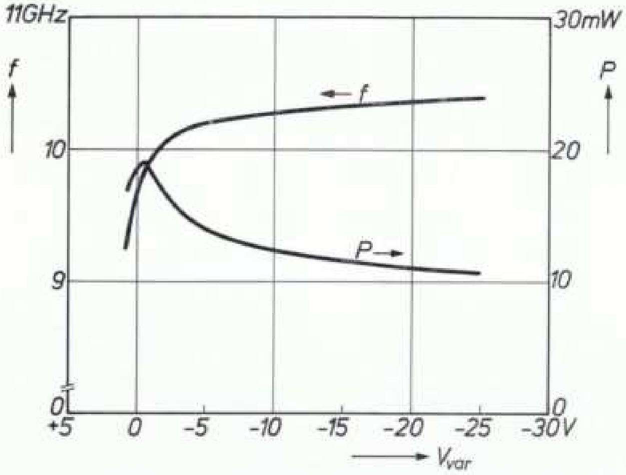


Fig. 19. Oscillatiefrequentie f en uitgangsvermogen P van de in fig. 18 afgebeelde oscillator als functie van de voorspanning V_{var} op de varactor.

Ontaarde parametrische versterker

Een andere eenvoudige schakeling die in geconcentreerde vorm is gerealiseerd, is de ontaarde parametrische versterker. Deze bestaat gewoon uit een seriekring, gevormd door een varactor en een afstemspoel. We hebben hiervoor de experimentele opzet volgens *fig. 20* gebruikt; op een standaardschijfje van 9 mm zijn een varactor C en een uit drie windingen bestaande spoel L aangebracht.

Aan een ontaarde parametrische versterker moet een zogenaamd pompsignaal worden toegevoerd, waarvan de frequentie het dubbele is van de resonantiefrequentie van de signaalkring. De pompspanning verandert periodiek de capaciteit van de varactor, als gevolg waarvan versterking optreedt [6] [7]. Men noemt de schakeling ontaard omdat het een speciale en vereenvoudigde vorm betreft van de normale parametrische versterker; deze bevat namelijk ook nog een zogenaamde vrijloopkring, die afgestemd is op de verschilfrequentie van de pomp- en de signaalspanning. In de ontaarde versterker komt deze verschilfrequentie overeen met de signaalfrequentie, zodat de vrijloopkring kan vervallen.

De met deze schakeling bereikte versterking was beneden de verwachting. De oorzaak hiervan moet worden toegeschreven aan het type varactor dat werd gebruikt. Afgezien daarvan bleek de uitvoering in geconcentreerde elementen een bevredigende methode te zijn voor de vervaardiging van een parametrische versterker.

De door ons geconstrueerde parametrische versterker was van een Schottky-barrièrediode voorzien. Deze bleek na het aanbrengen een betrekkelijk laag kwaliteitsgetal te hebben (3 à 10 GHz, dus laag t.o.v. de 40 GHz van de eerder vermelde CXY 10). Dit had tot gevolg dat de versterking slechts 8,0 dB bedroeg bij een frequentie van 3,1 GHz en een bandbreedte van 210 MHz. De ruistemperatuur [7] van de versterker was ca. 200 K. Het blijkt uit dit experiment dat bij Schottky-barrièrediodes rekening moet worden gehouden met een laag kwaliteitsgetal. Betere resultaten mag men verwachten van een mesadiode zonder omhulling die, na in de schakeling te zijn aangebracht, ter plaatse op de juiste waarde wordt geëtst.

Doppler-radar

Onze eerste poging om op de beschreven wijze een compleet subsysteem te realiseren was de vervaardiging van een Doppler-radarschakeling voor de band van 8 GHz tot 11 GHz. Deze schakeling werd gekozen in verband met haar eenvoud en ook met het oog op het directe praktische belang ervan.

Een Doppler-radar zendt continu een bundel golven uit. Straling die door objecten in de bundel wordt weerkaatst, wordt door de antenne opgevangen en vervolgens in een mengschakeling met een deel van het zendersignaal gemengd. Al naar gelang het object de antenne nadert of zich ervan verwijdert, is de frequentie van het gereflecteerde signaal hoger of lager dan de uitgezonden frequentie (Doppler-effect). In de mengtrap ontstaat een verschilfrequentie die evenredig is met de snelheidscomponent van het object in de richting van de antenne. Doppler-radar is dan ook bij uitstek geschikt voor het opsporen van bewegende objecten en het bepalen van hun snelheid; er wordt op grote schaal gebruik van gemaakt voor het meten van de snelheid van motorvoertuigen [8].

Onze Doppler-radarschakeling (*fig. 21*) omvat drie delen: een Gunn-oscillator G, een mengtrap met een Schottky-barrièrediode D, en een circulator C. Voor de oscillator en de mengtrap zijn geconcentreerde elemen-

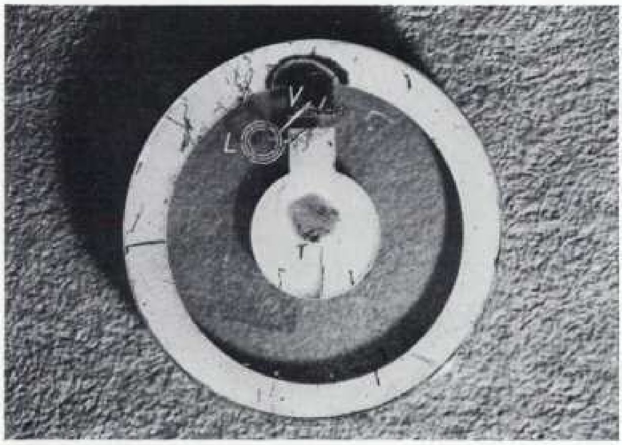


Fig. 20. Experimentele ontaarde parametrische versterker op het standaardschijfje van 9 mm. V varactor. L spoel van drie windingen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

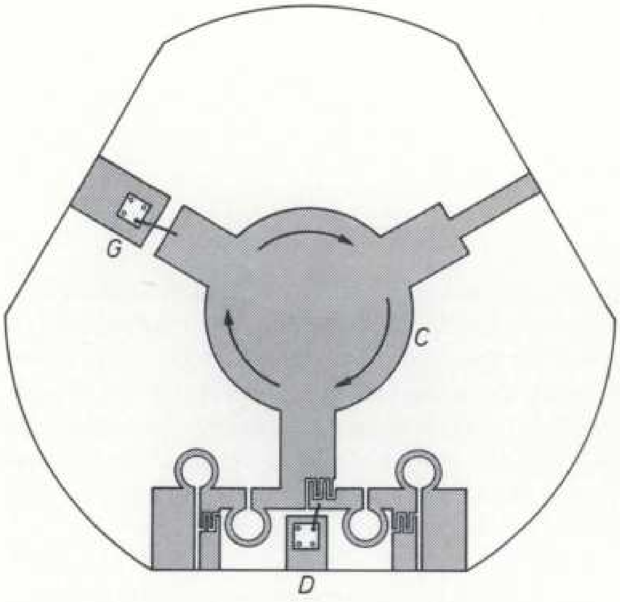


Fig. 21. Schets van een Doppler-radarschakeling. *C* circulator. *G* Gunn-diode. *D* Schottky-barrièrediode van de mengtrap. Op der echteringang van de circulator wordt de antenne aangesloten.

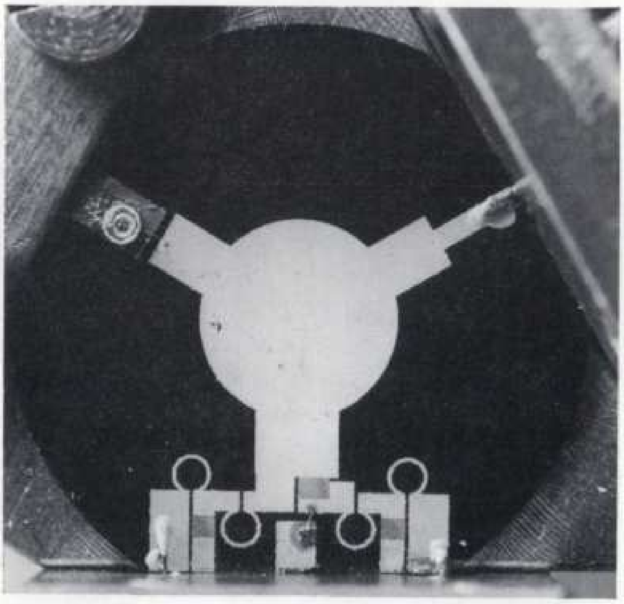


Fig. 22. Doppler-radarschakeling volgens fig. 21.

ten gebruikt; hoewel dit ook voor de circulator mogelijk was geweest, gaven we de voorkeur aan een microstripcirculator. De reden hiervan is dat ons microstripcirculators met grote bandbreedte ter beschikking stonden, en het lag voor de hand in het eerste ontwikkelingsstadium daarvan gebruik te maken.

Van de Gunn-oscillator hebben we reeds een beschrijving gegeven. Deze kon zonder meer worden gebruikt, met dien verstande dat de voor het onderhavige doel overbodige varactor-afstemming kon vervallen en het gelijkstroomfilter in een andere arm van de circulator werd opgenomen.

De mengschakeling is speciaal voor deze toepassing ontworpen. De aanpassing op de circulator geschiedt door een reactief netwerk bestaande uit een condensator en een zelfinductie die in serie met de Schottky-diode zijn geschakeld. Het verbindingsdraadje tussen deze diode (*D* in fig. 21) en de schakeling kon hier als de zelfinductie dienen. Deze zelfinductie en de diode vormen een paralleltak, die wordt gevolgd door een laagdoorlatend T-filter bestaande uit twee geconcentreerde zelfinducties en een capaciteit.

Een klein deel van het uitgangsvermogen van het Gunn-element is nodig als oscillatorsignaal voor de mengtrap; het wordt hieraan toegevoerd via de circulator, evenwel tegen de doorlaatrichting in. Het wordt op deze wijze zoveel verzwakt dat de gevoeligheid van de mengtrap maximaal is; deze ontvangt een oscillatorvermogen van ca. 100 μW, terwijl het uitgestraalde vermogen bij voorbeeld 10 mW bij 10 GHz is. De gevoeligheid van het systeem is voldoende om het door een wandelaar op 30 m afstand teruggekaatste signaal te detecteren. *Fig. 22* toont een foto van de Doppler-radarschakeling.

De goede werking van dit complete subsysteem bevestigt de veelbelovende resultaten die met de eerder beschreven voorbeelden werden bereikt. Het blijkt niet alleen mogelijk te zijn om geconcentreerde capaciteiten, zelfinducties en weerstanden voor frequenties tot 12 GHz te maken, maar het blijkt ook dat de techniek van het combineren van deze onderdelen met actieve halfgeleiders zonder omhulling een bruikbare methode is voor de vervaardiging van actieve microgolfschakelingen.

Samenvatting. Het is de gewoonte, in elektrische schakelingen het gebruik van geconcentreerde elementen, d.w.z. van onderdelen waarvan de afmetingen klein zijn ten opzichte van de golflengte, te beperken tot frequenties beneden 1 GHz. Tegenwoordig beschikt men evenwel over planaire technieken die de mogelijkheid bieden onderdelen met geconcentreerde elementen te vervaardigen voor frequenties tot ten minste 12 GHz. Dergelijke onderdelen en de hiermee gerealiseerde schakelingen zijn aanmerkelijk kleiner en goedkoper dan de conventionele onderdelen voor microgolven, samengesteld uit golfpijpen of coaxiale lijnen; ze zijn zelfs kleiner dan schakelingen waarin microstriplijnen worden toegepast. Men kan actieve schakelingen met geconcentreerde elementen maken door er microgolf-halfgeleiders zonder omhulling rechtstreeks in op te nemen. Experimenteel zijn goed werkende losse onderdelen, passieve en actieve schakelingen vervaardigd; tot de behandelde voorbeelden behoren een laagdoorlaat- en een bandkeerfilter, een tunneldiode-versterker, een afstembare Gunn-oscillator en een Doppler-radarschakeling.

[6] B. Bollée en G. de Vries, Experimenten op het gebied van parametrische versterking, Philips techn. T. **21**, 172-176, 1959.
[7] C. S. Aitchison, Parametrische versterkers met laag ruisniveau, Philips techn. T. **28**, 304-310, 1967.
[8] K. L. Fuller en A. J. Lambell, Analyse van verkeersstromen met behulp van radar, Philips techn. T. **31**, 18-24, 1970.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

 Philips techn. T. 32, 184-191, 1971, no. 6/7/8/9

Geïntegreerde microgolfschakelingen op een ferrietsubstraat

M. Lemke en W. Schilz

Inleiding

Naast passieve onderdelen zoals filters en koppelingen, en actieve elementen zoals halfgeleideroscillators, komen in microgolfsystemen vaak niet-reciproke elementen voor. Deze worden niet-reciprook genoemd omdat hun eigenschappen ervan afhankelijk zijn in welk van beide richtingen de golven het element doorlopen. De golfvoortplanting kan bij voorbeeld sterk gedempt zijn in de ene richting en zwak gedempt in de andere, zodat het niet-reciproke element de golven slechts in één richting doorlaat. Zulke elementen kunnen gebruikt worden als een verbinding in één richting tussen een generator en een belasting, die terugwerking van de belasting op de generator verhindert (richtingsisolator), of in radarinstallaties voor het scheiden van zend- en ontvangsystemen die op dezelfde antenne zijn aangesloten (circulator). Kortelings zijn niet-reciproke elementen ook in gebruik gekomen als variabele fasedraaiers voor de besturing van richtantennes die geen mechanisch bewegende delen hebben („phased arrays").

In deze niet-reciproke elementen wordt gebruik gemaakt van magnetisch materiaal; in de praktijk wordt een speciale ferrietsoort toegepast. Dit ferriet heeft ferrimagnetische eigenschappen en wordt magnetisch anisotroop gemaakt door een uitwendig statisch magneetveld. Op deze anisotropie berust het niet-reciproke effect.

De werking van de niet-reciproke onderdelen wordt bestuurd met behulp van het uitwendige magnetische veld, zowel bij analoog als bij digitaal gebruik. In het laatste geval dient het uitwendige veld uitsluitend ter ompoling van de remanente magnetisatie van het ferriet, hetgeen het belangrijke voordeel heeft dat er tussen twee ompolingen in geen energie verbruikt wordt om de verkregen toestand te bestendigen. Andere belangwekkende toepassingen van ferrieten in het microgolfgebied berusten op hun niet-lineariteit; daarvan wordt bij voorbeeld in een vermogensbegrenzer gebruik gemaakt.

Het invoeren van geïntegreerde microgolfschakelingen op basis van microstrip [1] vereist planaire, geminiaturiseerde, niet-reciproke en niet-lineaire ferrietelementen. Dit probleem hebben wij opgelost door het ferrietmateriaal te gebruiken als het substraat waarop de microstripschakeling wordt aangebracht; het ferrietelement vormt dan een integraal deel van de microgolftransmissielijn. Dit is mogelijk doordat polykristallijne gesinterde ferrietsubstraten bijzonder goede elektrische en mechanische eigenschappen hebben. De magnetische en diëlektrische verliezen zijn klein en het materiaal is zo dicht dat men optisch gepolijste oppervlakken kan verkrijgen. Beide eigenschappen dragen bij tot lage voortplantingsverliezen in een microstripsysteem.

Men kan een ferriet ook gebruiken als niet-ferrimagnetisch materiaal. Door een chemische substitutie kan men het Curie-punt (d.i. de temperatuur waarbeneden het materiaal ferrimagnetisch is) zo ver verlagen dat het materiaal zich bij kamertemperatuur als een zuiver diëlektricum gedraagt dat algemeen kan worden toegepast als substraat van uitstekende kwaliteit. Verder is het in het laboratorium met behulp van een bepaald sinterprocédé gelukt, in een niet-magnetisch ferrietsubstraat magnetisch actieve gebieden aan te brengen; men verkrijgt daardoor in één bewerking een „composietsubstraat", waarop men in één enkel foto-etsprocédé een microstripschakeling met zowel reciproke als niet-reciproke elementen kan vervaardigen [2].

Ferrimagnetische en niet-magnetische substraten worden in ons laboratorium gemaakt en vormen de basis van de onderzoekingen aan microgolfonderdelen en -subsystemen die wij thans zullen beschrijven. Alvorens een aantal voorbeelden van niet-reciproke onderdelen te geven, zullen wij echter eerst de voortplanting van golven in een ferriet nader bezien. Nietreciprociteit kan worden verklaard uit de wisselwerking tussen het hoogfrequente magnetische wisselveld en de elektronenspins in een ferriet.

Golfvoortplanting in ferrieten

Een elektromagnetische golf kan zich in ferrieten van het hier beschouwde type voortplanten omdat deze, anders dan andere magnetische materialen, isolators zijn, waarin geen wervelstromen kunnen optreden, en tevens, omdat zij, zoals reeds gezegd, kleine magnetische en diëlektrische verliezen hebben (magnetische verliesfactor $\mathrm{tg}\,\delta_\mu \leqslant 10^{-3}$, elektrische verliesfactor $\mathrm{tg}\,\delta_\varepsilon \leqslant 2.10^{-4}$).

Wanneer een ferriet door een statisch magnetisch veld tot in de verzadiging gemagnetiseerd wordt, worden de elementaire magnetische momenten — dat zijn

Ing. M. Lemke en dr. W. Schilz, medewerkers van Philips Forschungslaboratorium Hamburg GmbH, Hamburg.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de elektronenspins waaraan het magnetisme van het materiaal te danken is — evenwijdig met het magnetische veld gericht. Wanneer men ze van deze richting laat afwijken, bij voorbeeld door middel van een magnetisch wisselveld dat loodrecht op het statische veld staat, richten de elektronenspins zich niet eenvoudigweg naar de ogenbliksrichting van het resulterende veld, maar voeren zij een precessiebeweging uit om de richting van het statische magneetveld (*fig. 1*) [3]. De hoekfrequentie ω van de precessie wordt volledig en uitsluitend door het plaatselijke statische magneetveld H bepaald: $\omega = 2\pi\gamma H$, waarin $\gamma = 35{,}2$ kHz/(A/m) (= 2,80 MHz/Oe).

Op deze manier is er een wisselwerking mogelijk tussen een elektromagnetische golf die zich in een gemagnetiseerd ferriet voortplant en de elektronenspins. Dit is het duidelijkst bij een circulair gepolariseerde golf; deze heeft namelijk een ronddraaiende magnetische veldvector. Als deze vector in dezelfde richting draait als de precederende spins is de wisselwerking met het ferrietmedium sterk, wanneer hij in tegengestelde richting draait zwak; de golf heeft in beide gevallen een verschillende fasesnelheid en demping. Hieruit volgt direct dat de wisselwerking tussen het ferrietmedium en een microgolf afhankelijk is van de voortplantingsrichting van de golf; de voortplanting is niet-reciprook.

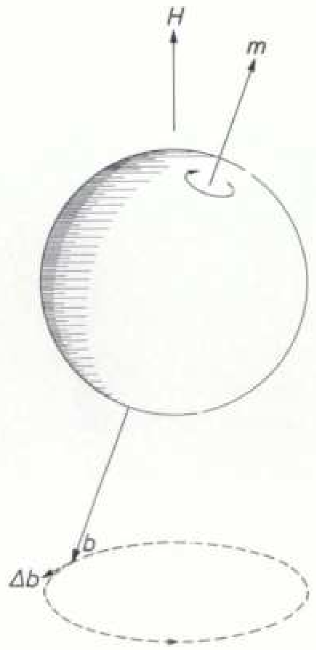


Fig. 1. Een roterend elektron (impulsmoment ***b***, magnetisch moment ***m***) dat in een magnetisch veld ***H*** precedeert. Het magnetische veld tracht de magnetische as evenwijdig aan het veld te stellen en oefent daartoe op het elektron een koppel uit dat in elk kort tijdsdeel een klein increment $\Delta\boldsymbol{b}$ aan het impulsmoment ***b*** toevoegt. Onder invloed hiervan beschrijft het uiteinde van de vector ***b*** een cirkel rond de richting van het magnetische veld; $\Delta\boldsymbol{b}$ heeft altijd de richting van een raaklijn aan deze cirkel. De precessie treedt, onder de invloed van de zwaartekracht, ook bij tollen op.

In de praktijk wordt voor niet-reciproke microstriponderdelen met ferriet vaak in een golfpijpopstelling een circulair hoogfrequent magnetisch veld opgewekt om een zo sterk mogelijke koppeling met het ferrietmateriaal te verkrijgen. Het is echter ook mogelijk een niet-reciprook element te maken (bij voorbeeld de veldverdringingsisolator die in dit artikel wordt afgebeeld) waarin de elektronenspins worden aangestoten door een lineair gepolariseerd magnetisch wisselveld. Dat ook een lineair gepolariseerd veld in wisselwerking met de elektronenspins treedt, wordt duidelijk als men zo'n veld beschouwt als de som van twee circulair gepolariseerde componenten waarvan de ene rechtsom de andere linksom draait. Door de precessie der elektronenspins ontstaan er verder nieuwe magnetische veldcomponenten, waardoor het veld zijn oorspronkelijke lineaire polarisatie verliest. In een golfgeleider met een asymmetrische structuur kan dan de voortplanting eveneens niet-reciprook worden.

Bij hoge wisselveldsterkten treden niet-lineaire verschijnselen op. Deze zijn het gevolg van het wijder worden van de precessiekegel en geven aanleiding tot extra verliezen; hiervan wordt gebruik gemaakt in begrenzers.

Microstriponderdelen op ferrimagnetisch ferrietsubstraat

Circulator

Er is in ons laboratorium een studie gemaakt van microstripcirculators voor frequenties tussen 3 GHz en 18 GHz. Hiervoor zijn zowel geheel ferrimagnetische substraten als gesinterde composietsubstraten gebruikt; beide gaven vergelijkbare resultaten. In *fig. 2a* is als voorbeeld een circulator voor 16 GHz weergegeven. Drie armen zijn gekoppeld met een cirkelvormige metalen schijf die als resonator dient. De schijf ligt op een ferrimagnetisch ferrietsubstraat dat door een permanente magneet wordt gepolariseerd in een richting loodrecht op het oppervlak. Deze niet-reciproke inrichting functioneert als volgt. Er is energietransport mogelijk van poort *1* naar *2*, van poort *2* naar *3* en van

[1] Zie voor een algemene behandeling van microstripschakelingen J. H. C. van Heuven en A. G. van Nie, Geïntegreerde microgolfschakelingen; dit nummer, blz. 161.

[2] P. Holst en M. Lemke, Ferrite substrates for microwave integrated systems, IEEE Trans. **MAG-5**, 478-480, 1969.
W. Tolksdorf en P. Holst, Gemeinsames Sintern von Ferriten mit unterschiedlicher Sättigungsmagnetisierung und Curie-Temperatur für integrierte Mikrowellensysteme, Ber. Dtsch. Keram. Ges. **47**, 670-673, 1970.

[3] Zie voor een meer gedetailleerde behandeling: H. G. Beljers en J. L. Snoek, Gyromagnetische verschijnselen bij ferrieten, Philips techn. T. **11**, 317-325, 1949, en H. G. Beljers, Toepassing van ferroxcube voor niet-reciproke golfgeleiders, Philips techn. T. **18**, 126-135, 1956.

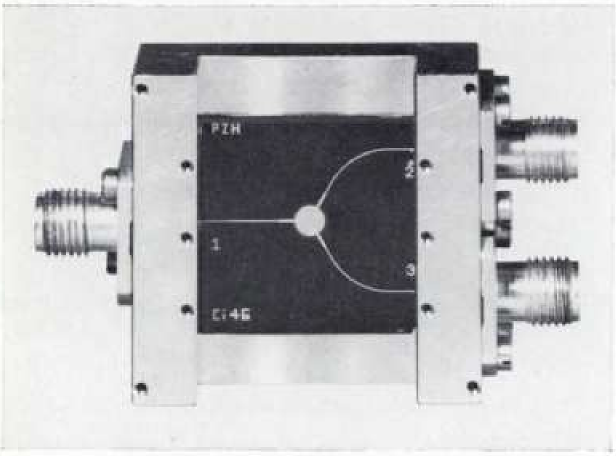
Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

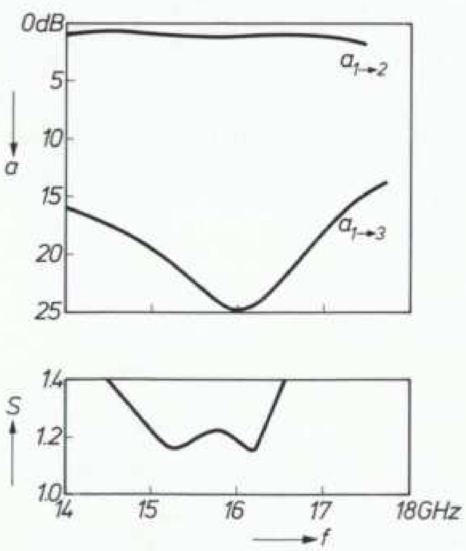
poort *3* naar *1*, maar niet in de omgekeerde richting. Als we dus *1* met een zender verbinden, *2* met een antenne en *3* met een ontvanger, zal het uitgezonden signaal alleen naar de antenne gaan en het inkomende signaal alleen naar de ontvanger. Bij deze opstelling maakt de circulator het mogelijk, dezelfde antenne voor zenden en ontvangen te gebruiken; de circulator schermt de gevoelige ontvanger af voor het vermogen van de zender. Een goede circulator moet daarom een maximale isolatie in de ene richting combineren met een minimale verzwakking (tussenschakeldemping) in de andere.

Fig. 2*b* geeft een voorbeeld van het verloop van tussenschakeldemping $a_{1\to2}$ en isolatie $a_{1\to3}$ met de frequentie. De isolatiekromme heeft typisch de vorm van een resonantiekromme. De bandbreedte wordt primair bepaald door de koppeling van de circulatorarmen met de resonator. Bij behoorlijke koppeling zijn de reflecties aan de circulatorschijf zwak, hetgeen blijkt uit de lage staandegolfverhouding (de staandegolfverhouding S is kleiner dan 1,2 bij de centrale frequentie [4]).

De werking van dit type circulator berust erop dat de golflengten niet dezelfde zijn voor golven die linksom en die rechtsom langs de omtrek van de ronde schijf lopen. In de cirkelvormige resonator ontstaat een staandegolfveld; de plaats waar het spanningsminimum van dit staandegolfveld optreedt wordt bepaald door de grootte van het aangelegde magnetische veld. Door regeling van dit veld kan het spanningsminimum worden verplaatst naar een van de uitgangsarmen, die daardoor dus volledig ontkoppeld wordt. Alle toegevoerde energie verlaat de circulator dan via de derde, gekoppelde arm.

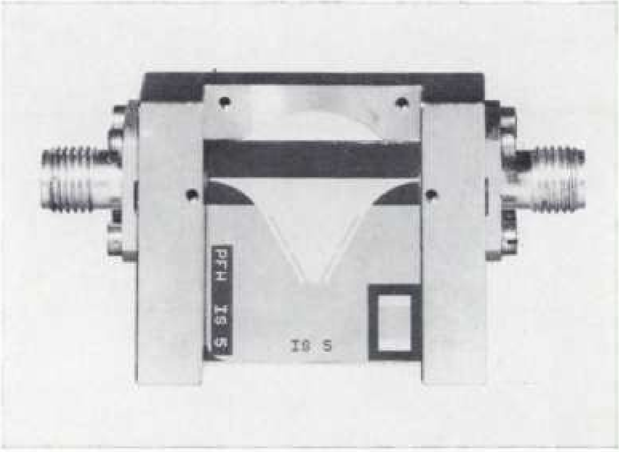


a

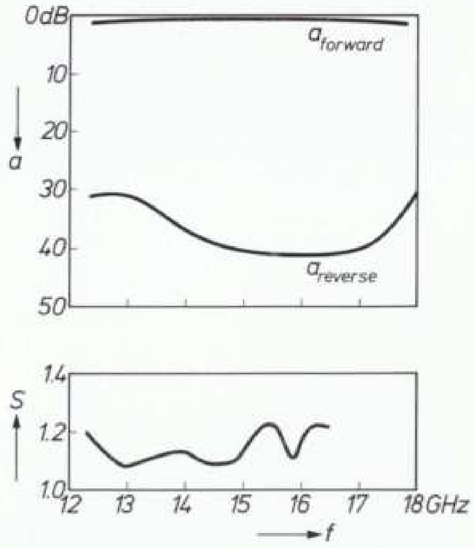


b

Fig. 2. *a*) Een circulator voor 16 GHz. Drie microstriparmen zijn gekoppeld met een cirkelvormige schijfresonator. De schakeling is aangebracht op een ferrimagnetisch ferrietsubstraat dat door een permanente magneet gepolariseerd wordt in een richting loodrecht op het oppervlak. Er is alleen energietransport mogelijk van ingang *1* naar *2*, van *2* naar *3* en van *3* naar *1*. *b*) Tussenschakeldemping $a_{1\to2}$, isolatie $a_{1\to3}$ en staandegolfverhouding S als functie van de frequentie f.



a



b

Fig. 3. *a*) Veldverdringingsisolator. Een permanente magneet wekt een veld op loodrecht op het oppervlak van het substraat. De microgolf wordt, afhankelijk van de voortplantingsrichting, hetzij langs de rechte kant van de microstrip geleid en bereikt de uitgang, hetzij langs de andere kant zijwaarts afgebogen en geabsorbeerd in de opgedampte laag chroomnikkel. *b*) Tussenschakeldemping $a_{forward}$, isolatie $a_{reverse}$ en staandegolfverhouding S in de band van 12 tot 18 GHz.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

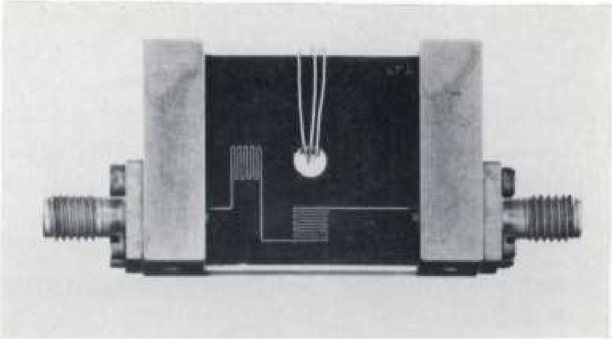
Richtingsisolator

Een richtingsisolator laat de golf in de ene richting door en absorbeert hem in de andere richting. De terugwerking van de belasting op een generator kan zo worden onderdrukt zonder grote verzwakking van het nuttige signaal. Bij sommige toepassingen maakt men van een circulator een richtingsisolator door arm *1* als ingang en arm *2* als uitgang te gebruiken en arm *3* af te sluiten met een aangepaste belastingsweerstand. Voor de microstriptechniek zijn er planaire belastingsweerstanden ontwikkeld in de vorm van dunne lagen. Deze zullen nog nader worden besproken.

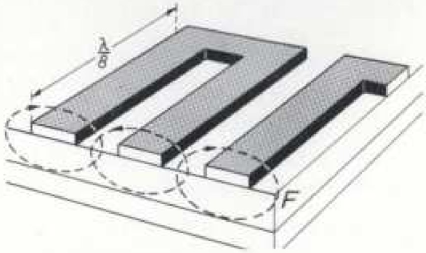
Fig. 3a toont een ander type richtingsisolator. Ook hier staat het statische magnetische veld loodrecht op het oppervlak van het substraat. Op het substraat ligt een microstriplijn die, midden tussen de aansluitingen, sterk naar één zijde is verbreed en daarbij een gebied van opgedampt chroomnikkel overlapt. Bij deze veldverdringingsisolator wordt de golf, afhankelijk van de voortplantingsrichting, òfwel langs de ene zijde van de striplijn geleid om de uitgang te bereiken, òfwel langs de andere om te worden geabsorbeerd door de verliezen in de laag chroomnikkel [5]. Daar een isolator van dit type niet het karakter heeft van een transmissielijnresonator, is hij in principe breedbandig. Fig. 3*b* toont de resultaten van metingen aan een isolator, ontworpen voor een band van 12 tot 18 GHz. Over een bandbreedte van 2 GHz wordt een isolatie van meer dan 40 dB bereikt en over de gehele band een isolatie van 30 dB, waarbij het aangelegde statische magnetische veld een sterkte heeft van 0,52 tesla (5200 gauss). In de doorgangsrichting is de tussenschakeldemping steeds kleiner dan 1,5 dB. De goede aanpassing, die blijkt uit de lage staandegolfverhouding ($S \leqslant 1{,}23$), gevoegd bij de grote bandbreedte, lijkt dit type isolator bijzonder geschikt te maken voor toepassing in microgolf-meettechnieken waarbij een glijdende frequentie een frequentieband aftast, en in andere bredebandsystemen.

Fasedraaier

Fig. 4 geeft een niet-reciproke microstrip-fasedraaier op een ferrietsubstraat weer. Op het substraat ligt een microstrip-„meanderlijn" (fig. 4*a*), waarvan de lussen een kwartgolf lang zijn; hun onderlinge afstand is ongeveer gelijk aan of kleiner dan de dikte van het substraat. Als gevolg hiervan snijden de krachtlijnen van de hoogfrequente magnetische velden van naast elkaar liggende strips elkaar in het substraat onder ongeveer rechte hoeken (fig. 4*b*); in het midden van de strips is bovendien het faseverschil 90°. Dit impliceert dat het hoogfrequente veld in dit gebied circulair is gepolariseerd. Aangezien de statische magnetisatie loodrecht op het vlak van tekening van fig. 4*b* staat, is er dus een niet-reciproke wisselwerking met de elektronenspins.



a



b

Fig. 4. Niet-reciproke fasedraaier op een ferrietsubstraat. *a*) Bovenaanzicht. Een microstrip-meanderlijn is aangebracht op een ferrietsubstraat dat in het midden een gat heeft; de lussen zijn een kwartgolf lang. *b*) Doorsnede door de meanderlijn. De hoogfrequente magnetische velden van twee naast elkaar liggende strips snijden elkaar in het substraat *F* onder ongeveer rechte hoeken en verschillen 90° in fase; daarmee treedt circulaire polarisatie op.

De statische magnetisatie wordt teweeggebracht met behulp van een draad of een paar windingen door het gat in het midden van het ferrietsubstraat. De verandering van de voortplantingssnelheid van de microgolf in deze configuratie is afhankelijk van de grootte van het aangelegde magnetische veld. Dit element kan dus worden gebruikt als een magnetisch afstembare fasedraaier.

Gebruikt men in de opstelling van fig. 4 een ferriet met rechthoekige hysteresislus, dan verkrijgt men een digitale fasedraaier. De ferrietring wordt van de ene verzadigingstoestand in de andere omgepoold met behulp van een draad door de centrale opening. Er wordt dan gebruik gemaakt van het verschil tussen de fasedraaiing die optreedt bij het ene en bij het andere re-

[4] Steeds wanneer golven aan een discontinuïteit in de transmissieweg worden gereflecteerd, interfereren zij met de aankomende golven en vormen staande golven; men neemt dan langs de transmissielijn een patroon van stilstaande spanningsmaxima en -minima op onderlinge afstanden van een kwartgolf waar. De verhouding tussen de maximum- en minimumspanning wordt de staandegolfverhouding *S* genoemd. Wanneer de golf volledig wordt gereflecteerd is de minimumspanning nul, en dus $S = \infty$; is er in het geheel geen reflectie, dan ontstaan geen maxima en minima en is $S = 1$. Bij het aanpassen van een microgolfelement aan een schakeling streeft men er in het algemeen naar, de laatste toestand te bereiken; de aanpassing wordt als goed beschouwd wanneer *S* dicht bij 1 ligt.

[5] M. E. Hines, A new microstrip isolator and its application to distributed diode amplification, G-MTT 1970 Int. Microwave Symp. Digest, pp. 304-307.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

manentiepunt van de magnetisatiekromme. Groepen van dergelijke digitale fasedraaiers kunnen worden gebruikt voor de besturing van gerichte radarantennes zonder mechanisch bewegende delen [6]. Voor dit soort elementen geldt als kwaliteitsnorm de fasedraaiing per dB verzwakking. Wij hebben waarden bereikt van ongeveer 200°/dB bij 9 GHz.

Microstriponderdelen op niet-ferrimagnetische ferrietsubstraten

Passieve onderdelen

Microgolven planten zich langs microstrip- en spleetlijnen op een substraat van niet-ferrimagnetisch ferriet op gelijke wijze voort als langs transmissielijnen op aluminiumoxide zoals die in een vorig artikel zijn beschreven [1]. Wij zullen thans enige metingen aan microstrip- en spleetlijnen op ferriet weergeven en deze vergelijken met berekeningen die gebaseerd zijn op een in ons laboratorium ontwikkelde theorie [7]. Deze theorie houdt rekening met de dispersie die microstriplijnen bij hogere frequenties vertonen en die in vroeger gepubliceerde theorieën [8] verwaarloosd werd. Tevens wordt de hogere dispersie van de spleetlijn berekend. De resultaten zijn weergegeven in de krommen van *fig. 5a* en *b*, die de relatieve golflengte λ/λ_0 (λ is de golflengte op de lijn en λ_0 de golflengte in de vrije ruimte) als functie van de frequentie geven. De kleine systematische afwijkingen in absolute waarde tussen theorie en experiment zijn mogelijkerwijs te wijten aan een onnauwkeurige bepaling van de diëlektrische constante ε. Voor transmissielijnen op een niet-magnetisch ferrietsubstraat en op een substraat van aluminiumoxide zijn de verliezen van dezelfde orde van grootte, aangezien op de eerste de op blz. 184 genoemde magnetische verliesfactor tg δ_μ niet van toepassing is (zie fig. 5*c*).

De karakteristieke impedantie van de microstriptransmissielijn wordt in wezen bepaald door de dikte en de diëlektrische constante van het substraat en de breedte van de geleiders. Bij microstriplijnen op een ferrietsubstraat ligt de karakteristieke impedantie tussen ongeveer 20 en 100 ohm. Lagere impedantiewaarden zijn onbruikbaar omdat deze stripbreedtes zouden vereisen die niet langer klein zijn in vergelijking met de golflengte, als gevolg waarvan het karakter van een transmissielijn verloren zou gaan. De bovenste grens voor de impedantie wordt bepaald door de toenemende verliezen in extreem smalle lijnen.

Er zijn talloze microstripschakelingen ontwikkeld die zijn samengesteld uit stukken transmissielijn. Wij zullen twee banddoorlaatfilters en een 50 ohm-afsluiting meer in bijzonderheden bespreken.

De twee filters zijn weergegeven in *fig. 6*; zij zijn ontworpen voor een maximaal vlakke doorlaatkromme bij frequenties tussen 8 en 12 GHz. Het filter van fig. 6*a* bestaat uit een reeks zijarmen ter lengte van een halve golf, aan weerszijden van de transmissielijn aangebracht met onderlinge afstanden van een kwartgolf. Daar de admittantie van de zijarmen niet erg hoog gemaakt kan worden [9], is de minimumbandbreedte van dit filter ongeveer 10%. Fig. 6*b* geeft een tweede type filter weer. Het bevat een aantal evenwijdige gekoppelde halvegolfresonators [10], in dit geval vijf. De minimale bandbreedte wordt hier bepaald door de verliezen in de microstrip, d.w.z. door de kwaliteitsfactor Q van de lijnresonators. Voor Q is een waarde van ongeveer 300 bereikbaar, hetgeen neerkomt op een bandbreedte van ongeveer 3%.

Om een aangepaste belasting te verkrijgen moet men een geleidelijke overgang tot stand brengen tussen de verliesvrije transmissielijn en een absorberend element. Bij de spiraalvormige afsluitweerstand (*fig. 7*) wordt het geleidelijk toenemen van de absorptie bereikt door een geleidelijke overgang van het veld van de micro-

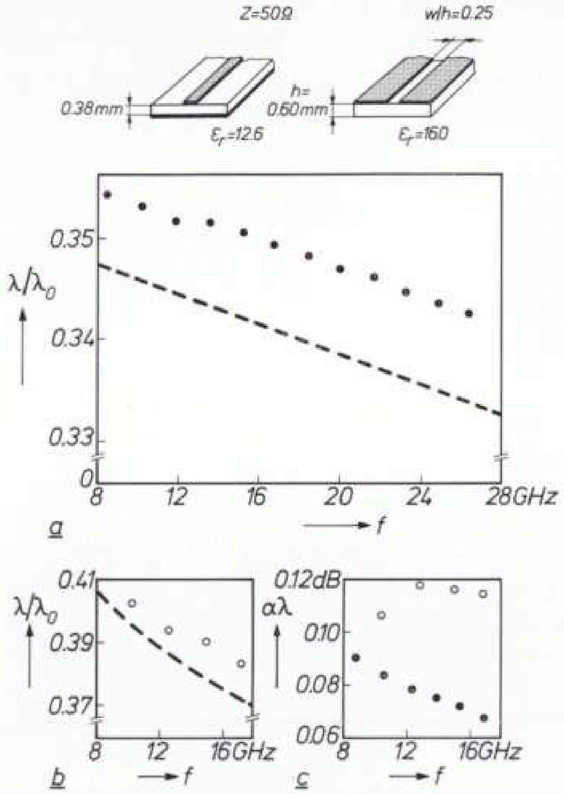


Fig. 5. Metingen en berekeningen van golflengte en voortplantingsverliezen langs een microstriplijn en een spleetlijn, aangebracht op een niet-ferrimagnetisch ferrietsubstraat. De theorie waarop de berekeningen voor de microstriplijn zijn gebaseerd houdt rekening met de dispersie die het gevolg is van de bestaande afwijkingen van een TEM-veld. *a*) De golflengte λ op de microstriplijn, gedeeld door de golflengte in de vrije ruimte λ_0, als functie van de frequentie. De theorie van Wheeler [8], die uitgaat van TEM-golven, geeft een van de frequentie onafhankelijke waarde $\lambda/\lambda_0 = 0{,}359$. *b*) De grootheid λ/λ_0 voor de spleetlijn. De kromme geeft de berekende waarden. *c*) Verliezen over één golflengte $\alpha\lambda$, gemeten voor de microstriplijn (punten) en de spleetlijn (cirkels).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

striplijn in een even modus en een oneven modus die zich voortplant tussen twee naburige windingen van de geleidende spiraal. De elektrische veldvector van de oneven modus ligt in het oppervlak van het substraat en kan worden geabsorbeerd door de dunne laag chroomnikkel die op de spiraal is opgedampt. De nauwkeurigheid van de aanpassing kan worden afgeleid uit de lage staandegolfverhouding S, waarvan fig. 7 een voorbeeld geeft.

Subsystemen

Als voorbeelden van subsystemen, uitgevoerd in microstriplijn op een niet-magnetisch ferrietsubstraat, zullen wij nu een Gunn-oscillator [11] en een balansmengtrap met rechtstreeks op de geleiders aangebrachte diodes bespreken. Het is gebruikelijk, in een Gunn-oscillator voor een vaste frequentie gebruik te maken van een microstripresonator van bij voorbeeld een halve

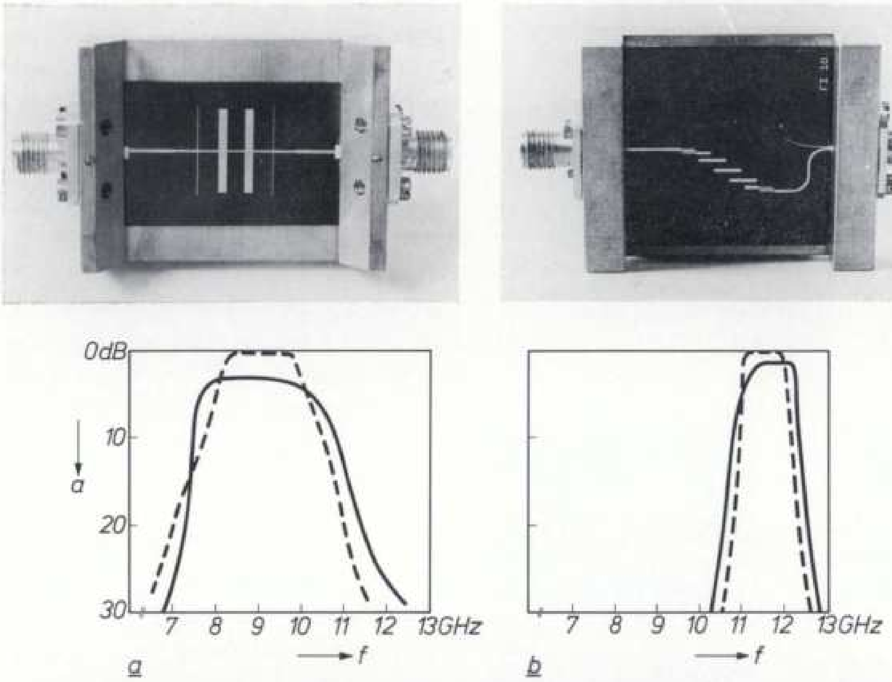


Fig. 6. Twee in microstriplijn uitgevoerde bandfilters op een niet-ferrimagnetisch ferrietsubstraat. De gemeten tussenschakeldemping a wordt aangegeven door de getrokken krommen; de theoretische krommen (onderbroken) zijn ter vergelijking toegevoegd. *a*) Filter bestaande uit een aantal zijarmen ter lengte van een halve golf en op een onderlinge afstand van een kwartgolf langs de transmissielijn. *b*) Filter bestaande uit vijf evenwijdige gekoppelde halvegolfresonators.

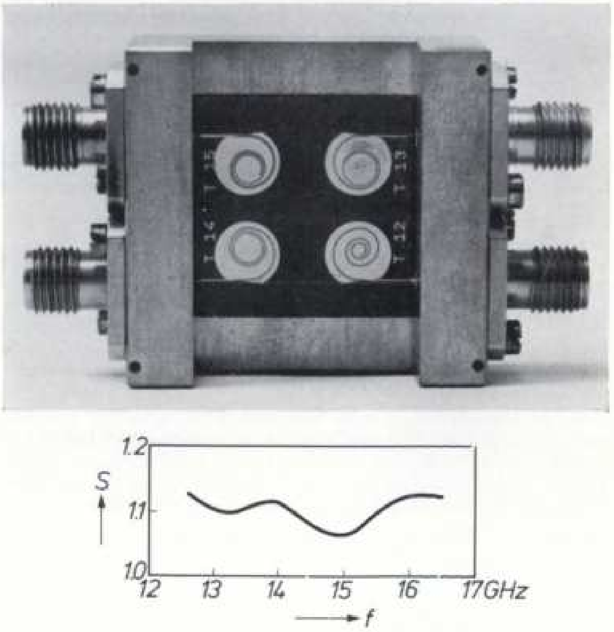


Fig. 7. *Boven:* Vier op 50 ohm aangepaste belastingen die bestaan uit een spiraalvormige microstriplijn waaroverheen een dunne laag chroomnikkel is opgedampt. Het elektrische veld tussen de opeenvolgende windingen van de spiraal heeft een component in het vlak van de chroomnikkel weerstandslaag, wat ohmse verliezen veroorzaakt. *Onder:* De nauwkeurigheid van de aanpassing blijkt uit de lage staandegolfverhouding S.

[6] Digitale fasedraaiers waarvan de werking op een ander beginsel berust en die halfgeleiderdiodes gebruiken worden behandeld in het artikel van J. H. C. van Heuven, *PIN*-schakeldiodes in fasedraaiers voor elektronisch bestuurde antennesystemen; dit nummer, blz. 277.

[7] H. J. Schmitt en K. H. Sarges, Wave propagation in microstrip, Nachrichtentechn. Z. **24**, 260-264, 1971.
H. J. Schmitt en L. Ericsson, Fundamentals of microwave integrated circuits, Elektronik (Zweden) **2**, 53-57, 1971.

[8] H. A. Wheeler, Transmission-line properties of parallel strips separated by a dielectric sheet, IEEE Trans. **MTT-13**, 172-185, 1965.

[9] W. W. Mumford, Tables of stub admittances for maximally flat filters using shorted quarter-wave stubs, IEEE Trans. **MTT-13**, 695-696, 1965.

[10] Zie b.v. S. B. Cohn, Parallel-coupled transmission-line-resonator filters, IRE Trans. **MTT-6**, 223-231, 1958.

[11] Zie b.v. J. Magarshack, De Gunn-diode als oscillator en versterker; dit nummer, blz. 269.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

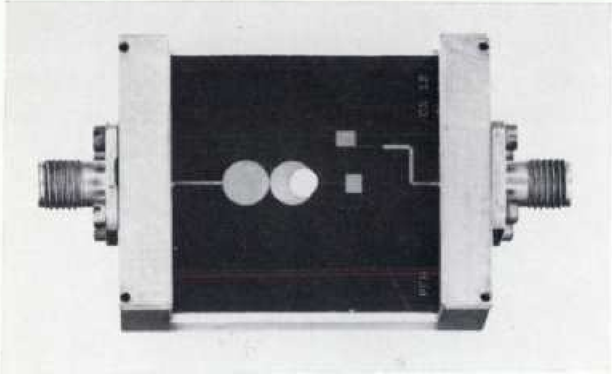


Fig. 8. Schakeling van een Gunn-oscillator voor 9,2 GHz met twee cirkelvormige resonators. Het Gunn-element bevindt zich op de rechter resonator. Hieraan wordt via een laagdoorlaatfilter een gelijkspanning toegevoerd. De linker resonator is met de uitgang gekoppeld.

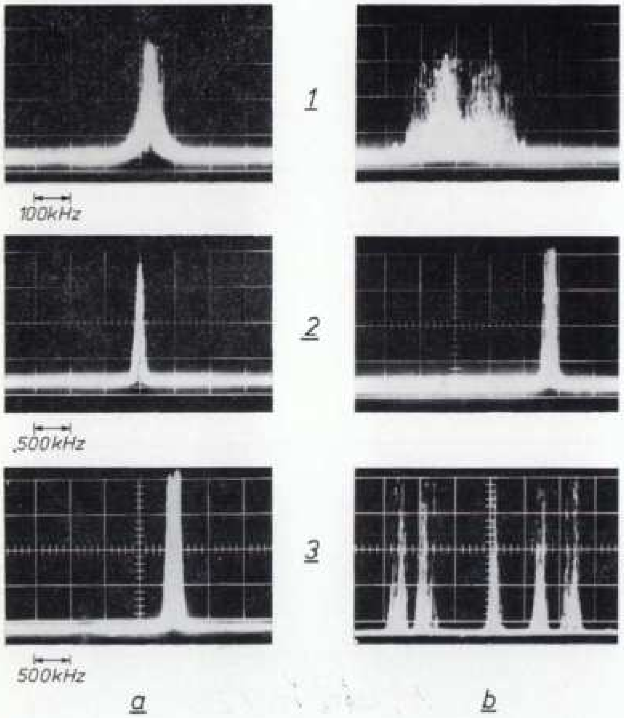


Fig. 9. *a*) Frequentiespectrogrammen van het door de Gunn-oscillator van fig. 8 opgewekte signaal, waarin de frequentiestabiliteit tot uitdrukking komt. *1*: 100 kHz per schaaldeel; *2* en *3*: 500 kHz per schaaldeel. *3* is de superpositie van vijf opnamen gemaakt in de loop van één minuut. *b*) Frequentiespectrogrammen van het signaal, gegenereerd door een Gunn-oscillatorschakeling met een halvegolfresonator. De lijnbreedte is hier veel groter dan in de spectrogrammen onder (*a*). De in één minuut gemaakte vijf opnamen liggen niet, als in (*a 3*), over elkaar heen.

golf lang. *Fig. 8* toont een verbeterde uitvoering van een oscillator voor 9,2 GHz en de daarbij behorende experimentele resultaten. Deze oscillator maakt gebruik van twee cirkelvormige resonators van dezelfde resonantiefrequentie. De resonantiefrequentie van een cirkelvormige resonator wordt bepaald door de diameter van de metalen schijf en de diëlektrische constante van het substraat. Ter compensatie van de reactantie van het Gunn-element dat in de rechterschijf van fig. 8 is ondergebracht, is de diameter van deze schijf een weinig gereduceerd. De kwaliteitsfactor Q van deze resonator is betrekkelijk laag en de frequentiestabiliteit van het systeem wordt bepaald door de linker resonator ($Q \approx 400$) die rechtstreeks met de eerste schijf is gekoppeld. Deze oscillator is stabieler en heeft een kleinere lijnbreedte dan een oscillator met halvegolfresonator (*fig. 9*).

Een microstrip-balansmengtrap, ontworpen voor een centrale frequentie van 11,5 GHz, is in *fig. 10* weergegeven. Deze mengtrap is ontworpen met het oog op toekomstige televisieontvangst in de 12 GHz-band. Het antenne- en het oscillatorsignaal worden toegevoerd aan de balansring (het ontwerp hiervan is anders dan dat van de balansring die wij in een vorig artikel bespraken [1], maar de werking is vergelijkbaar) en vandaar aan de twee Schottky-barrièrediodes D [12]. Deze diodes zijn niet van een omhulling voorzien; zij hebben buiten het kristal uitstekende contacten en zijn daarmee in de mengtrap aangebracht door middel van een thermodruklas. Zoals in fig. 10 te zien is, zijn de afstanden tussen de twee diodes en de balansring ongelijk; het verschil is een kwart golflengte. Dit geeft een extra fasedraaiing van 180° voor de golf die aan een van de diodes wordt gereflecteerd. Als gevolg van deze fasedraaiing tellen de van de signaalingang afkomstige golven die aan de diodes worden gereflecteerd zodanig bij elkaar op dat zij weer geheel naar de signaalingang terugkeren, terwijl de golven die van de oscillator uitgaan en aan de diodes worden gereflecteerd, teruggaan naar de oscillatoringang. Dit maakt het mogelijk, signaalbron en oscillator aan de mengschakeling aan te passen, zodat tussen beide een ontkoppeling van meer dan 20 dB wordt verkregen voor een bandbreedte van 10%.

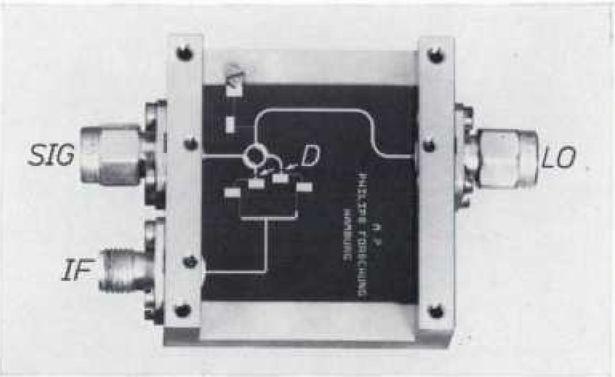


Fig. 10. Balansmengtrap voor televisieontvangst op 12 GHz, aangebracht op een niet-magnetisch ferrietsubstraat. *SIG* antenne-ingang. *LO* oscillatoringang. *IF* middenfrequentuitgang. *D* Schottky-barrièrediodes.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het gemeten ruisgetal is uitgezet in *fig. 11*. Het lijkt niet mogelijk tot veel lagere waarden te komen. Voor de rechtstreekse ontvangst van een televisiezender die in een aardsatelliet is ondergebracht — dit is een van de alternatieven die worden bestudeerd — is dit getal te hoog en zal bij voorbeeld extra voorversterking nodig zijn. Het ruisgetal is echter laag genoeg om de mengtrap bruikbaar te maken als ingangstrap van een televisieontvanger die een op aarde opgestelde zender op 12 GHz moet kunnen ontvangen.

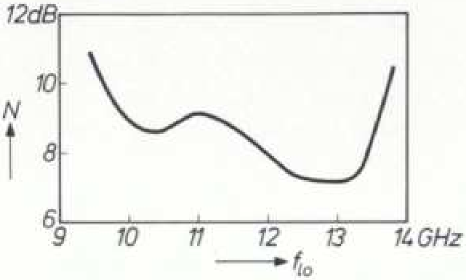


Fig. 11. Enkelzijband-ruisgetal *N* van de balansmengtrap van fig. 10 bij verschillende oscillatorfrequenties f_{lo}. In dit ruisgetal is een bijdrage van de middenfrequentversterker begrepen; deze heeft zelf een ruisgetal van 1,5 dB bij een middenfrequentie van 30 MHz.

[12] De Schottky-barrièrediodes werden geleverd door dr. D. de Nobel, Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Deze twee voorbeelden tonen aan dat het mogelijk is, geïntegreerde microgolfschakelingen van zeer goede hoedanigheid te maken op een niet-ferrimagnetisch ferrietsubstraat. Ferrieten blijken dus een veelzijdig substraatmateriaal te zijn, dat enerzijds onmisbaar is voor niet-reciproke elementen, terwijl anderzijds de niet-magnetische variëteit uitstekend geschikt is voor algemene toepassing.

Samenvatting. In vele microgolfsystemen worden niet-reciproke elementen gebruikt (circulators en isolators). Niet-reciproke elementen kunnen worden gemaakt in de vorm van geïntegreerde schakelingen door toepassing van microstriplijnen op een substraat van ferrimagnetisch ferriet. In een magnetisch veld is de voortplanting van golven in het ferriet niet-reciprook als gevolg van de wisselwerking tussen het hoogfrequente magnetische veld en de precessie van de elektronenspins. Het artikel beschrijft een circulator, een breedbandige isolator en een fasedraaier in de vorm van een meanderlijn. Door chemische substitutie kan de Curie-temperatuur van het ferriet verlaagd worden tot beneden kamertemperatuur. Dan is het ferriet een algemeen substraatmateriaal voor microstripschakelingen met een diëlektriciteitsconstante van ongeveer 12 en een verliesfactor kleiner dan 2.10^{-4}. Enkele filters, een afsluitweerstand van 50 ohm, een Gunn-oscillator en een ruisarme mengtrap worden beschreven. Voor een schakeling die een niet-reciprook element bevat kan er een ferrimagnetisch gebied in worden gesinterd, waardoor een composiet-substraat ontstaat.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

 Philips techn. T. 32, 192-197, 1971, no. 6/7/8/9

YIG-filters

P. Röschmann

Inleiding

Een nieuwe groep van op ferriet gebaseerde microgolfonderdelen, namelijk die waarin YIG wordt gebruikt, heeft in de laatste jaren op grond van unieke en bijna ideale eigenschappen de aandacht getrokken en toepassing gevonden. Het gaat hierbij om kleine gepolijste eenkristallen van yttriumijzergranaat ($Y_3Fe_5O_{12}$) die bij de ferrimagnetische resonantiefrequentie gebruikt worden als resonators in afstembare filters [1], voor de afstemming van oscillators en als begrenzers voor zwakke signalen. De stof $Y_3Fe_5O_{12}$ wordt gewoonlijk met de beginletters van de Engelse benaming „yttrium iron garnet" als YIG aangeduid. De breedte van de ferrimagnetische resonantielijn van YIG-eenkristallen is zeer gering. Daardoor hebben de hierop berustende resonators in onbelaste toestand een zeer hoge kwaliteitsfactor Q_0 (zelfs tot 10 000).

Fig. 1 geeft een configuratie weer waarin een YIG-resonator zodanig is gekoppeld met een ingang en een uitgang dat een banddoorlatend filter ontstaat. In het YIG-kristal worden de ongepaarde elektronenspins, die de oorzaak zijn van het ferrimagnetisme, gericht door een stationair of quasi-stationair magnetisch veld $\boldsymbol{H}_0$. Een hoogfrequent signaal in de ingangskoppellus vormt een hoogfrequent magnetisch veld $\boldsymbol{H}_{rf}$, loodrecht op $\boldsymbol{H}_0$. Door de gyroscopische eigenschappen van de elektronenspins voert nu de totale magnetisatie $\boldsymbol{M}$ een precessiebeweging uit om $\boldsymbol{H}_0$. De amplitude hiervan wordt groot als de signaalfrequentie gelijk is aan de precessiefrequentie, die ook de ferrimagnetische resonantiefrequentie wordt genoemd. Deze frequentie wordt uitsluitend bepaald door de fundamentele constanten van het elektron en door het magnetische veld H_0 [2]. Ten gevolge van de precessie ontstaat in het magnetische veld een hoogfrequentcomponent loodrecht op het vlak van $\boldsymbol{H}_0$ en $\boldsymbol{H}_{rf}$ (fig. 1). Deze component induceert een spanning in de tweede halfcirkelvormige lus. We zien dat op deze manier tussen ingang en uitgang alleen koppeling optreedt voor signalen waarvan de frequentie gelijk is aan de precessiefrequentie. Bij andere frequenties reageert het YIG-bolletje niet; door de onderling loodrechte stand van de beide lussen zijn deze dan niet gekoppeld en vindt er dus geen overdracht van vermogen plaats. Een YIG-filter werkt zodoende slechts bij één enkele frequentie. Deze frequentie kan over meer dan een decade worden gevarieerd door verandering van het aangelegde stationaire veld (het afstemveld). Het elektrische gedrag van YIG-filters komt in vele opzichten overeen met dat van conventionele microgolffilters, waarin transmissieleidingen of trilholtes worden gebruikt. Ze hebben echter een paar unieke eigenschappen en zijn anderzijds gebonden aan bepaalde beperkingen; deze komen in het volgende hoofdstuk ter sprake. *Fig. 2* toont enige compleet afgemonteerde YIG-componenten; de afmetingen ervan worden in hoofdzaak bepaald door de elektromagneet die het afstemveld H_0 levert.

Ing. P. Röschmann, medewerker van Philips Forschungslaboratorium Hamburg GmbH, Hamburg, Duitsland.

Resonantie, onderste afsnijfrequentie

Bij de toepassing van YIG-eenkristallen als ferrimagnetische resonators in microgolffilters wordt gebruik gemaakt van de trillingswijze waarbij de precessie van alle elektronenspins in het kristal dezelfde amplitude en fase heeft. Wij noemen dit de resonantiemodus met

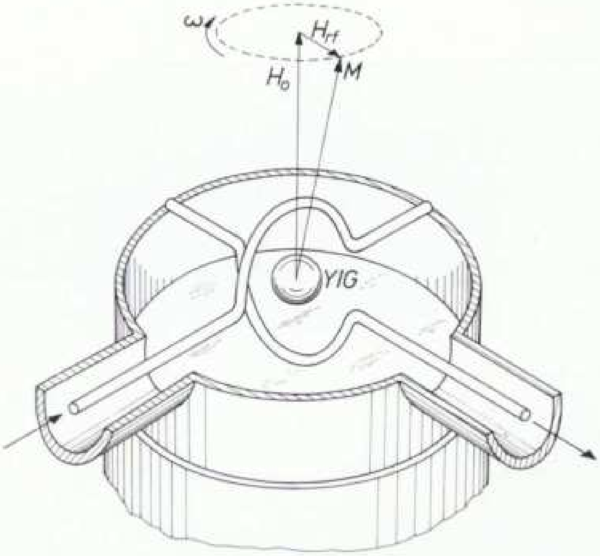


Fig. 1. Banddoorlatend filter met een YIG-resonator. Ingang en uitgang zijn met het YIG-bolletje *YIG* gekoppeld door middel van twee halve lussen. Het bolletje is stationair gemagnetiseerd door een uitwendig veld $\boldsymbol{H}_0$. Wanneer een hoogfrequent magnetisch veld $\boldsymbol{H}_{rf}$ aanwezig is, voert door toedoen van de gyroscopische eigenschappen van de elektronenspins de totale magnetisatie $\boldsymbol{M}$ een precessiebeweging uit om de richting van $\boldsymbol{H}_0$. Hierdoor ontstaat in het magnetische veld een component die een spanning induceert in de halve lus die met de uitgang verbonden is. De hoekfrequentie ω van de precessie is evenredig met het magnetische veld H_0; hiermee kan men dus het filter op de gewenste frequentie afstemmen. Signalen met andere frequenties exciteren de precessiebeweging niet en worden dus ook niet door het filter doorgelaten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

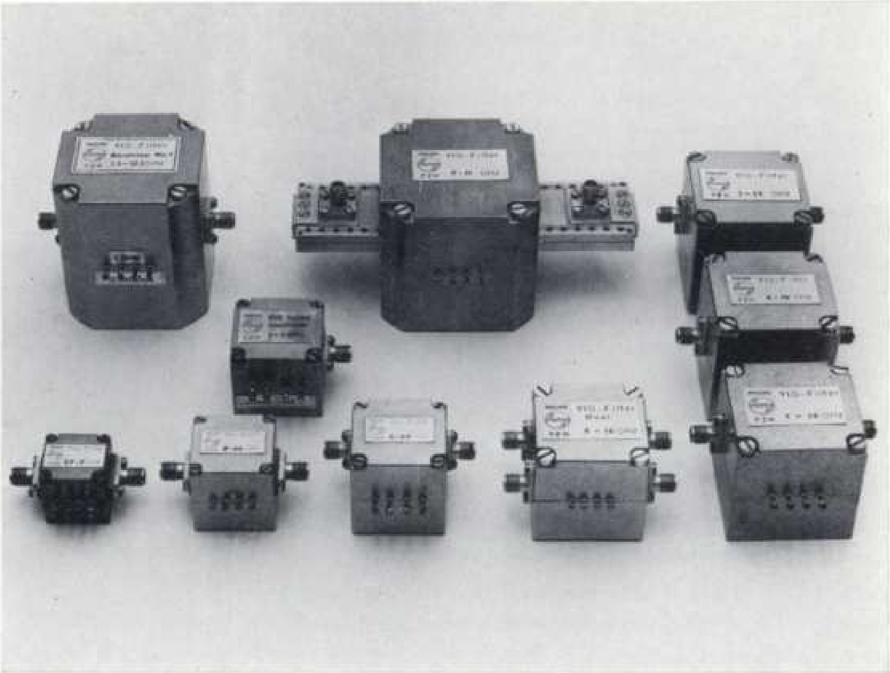


Fig. 2. Enkele afstembare YIG-componenten. De afmetingen worden bepaald door de elektromagneten; de aansluitingen daarvan zijn te zien aan de voorzijde van de behuizing.

uniforme precessie (u.p.r.-modus). Er zijn ook trillingsmodi van hogere orde; de amplitude en fase van de precessie in het YIG-kristal zijn daarbij niet overal gelijk, doch variëren volgens een regelmatig geometrisch patroon. Wanneer de afmetingen van een YIG-kristal klein zijn ten opzichte van de golflengte, kan men de voortplantingstijd van de golven door het kristal buiten beschouwing laten. Voor dergelijke gevallen zijn de resonantiemodi berekend door Walker [3]; zij worden magnetostatische modi of wel Walker-modi genoemd.

De resonantiefrequentie f_0 van de u.p.r.-modus voor axiaal gemagnetiseerde omwentelingslichamen die rotatiesymmetrisch zijn om $\boldsymbol{H}_0$, wordt gegeven door de formule

$$f_0 = \gamma\{H_0 + H_a + (N_t - N_z)M_s\}. \qquad (1)$$

Hierin is γ de gyromagnetische verhouding, die gelijk is aan 35,2 kHz/(A/m), of wel 2,8 MHz/Oe. Verder is H_0 het stationaire of quasi-stationaire afstemveld en H_a het veld dat een gevolg is van de kristalanisotropie; dit veld kan worden beschouwd als een extra uitwendig veld, waarvan grootte en teken afhangen van de kristallografische oriëntatie van de YIG-resonator ten opzichte van $\boldsymbol{H}_0$. De grootheden N_t en N_z zijn de ontmagnetiseringsfactoren van het YIG-kristal, respectievelijk in transversale en axiale richting. Zij hangen af van de vorm van het kristal; voor een bol is N_t gelijk aan N_z, wat betekent dat de laatste term in (1) wegvalt. De u.p.r.-resonantiefrequentie van een bol hangt bijgevolg niet af van de verzadigingsmagnetisatie M_s, een materiaalconstante die voor YIG $1{,}42\times10^5$ A/m (1780 Oe) bedraagt.

In sommige gevallen kan men de YIG-resonator niet klein maken ten opzichte van de golflengte; men moet dan het effect in aanmerking nemen van golven die zich in de resonator voortplanten. Voor een bol, waarvoor N_t gelijk is aan N_z, wordt de resonantiefrequentie dan gegeven door [4]

$$f_0 = \gamma\left\{H_0 + H_a - \frac{4\pi^2}{90} M_s (\varepsilon_r + 5)\left(\frac{d}{\lambda_0}\right)^2\right\}. \qquad (2)$$

Hierin is ε_r de relatieve diëlektrische constante (voor YIG is ε_r gelijk aan 16), d de diameter van de bol en λ_0 de golflengte in de vrije ruimte bij resonantie. Anders dan bij de u.p.r.-modus is nu de resonantiefrequentie niet onafhankelijk van de afmetingen van het kristal. De term die een gevolg is van de golfvoortplanting blijft kleiner dan 50 MHz als de verhouding van de diameter van de bol tot de golflengte kleiner is dan 1 : 30. Voor gebruikelijke YIG-resonators, die een diameter van 0,3 mm hebben, wordt de genoemde verhouding overschreden als de frequentie boven 30 GHz komt.

Van de modi van hogere orde liggen de resonantiefrequenties f_n in een band rondom de frequentie f_0 van de u.p.r.-modus:

$$f_0 - \gamma N_t M_s < f_n < f_0 + \gamma(0{,}5 - N_t)M_s. \qquad (3)$$

Gelukkig worden in een homogeen hoogfrequent magnetisch veld slechts enkele van de modi van hogere orde aangeslagen, en dan nog zwak. In filters die uit een aantal trappen bestaan, kan men de storende modi bovendien nog onderdrukken door bolletjes te gebruiken waarvoor M_s onderling een weinig verschilt. Dit heeft geen invloed op de resonantiefrequentie van de u.p.r.-modus, maar voor de andere modi verschillen de resonantiefrequenties, die immers van M_s afhangen, een weinig. Zodoende

[1] Zie b.v. G. L. Matthaei, L. Young en E. M. T. Jones, Microwave filters, impedance-matching networks, and coupling structures, McGraw-Hill, New York 1964.
[2] Zie ook M. Lemke en W. Schilz, Geïntegreerde microgolfschakelingen op een ferrietsubstraat; dit nummer, blz. 184.
[3] L. R. Walker, Resonant modes of ferromagnetic spheroids, J. appl. Phys. **29**, 318-323, 1958.
[4] J. E. Mercereau, Ferromagnetic resonance g factor to order $(kR_0)^2$, J. appl. Phys. **30**, 184S-185S, 1959.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

wordt het gedrag van het filter bij de gewenste frequentie niet veranderd, terwijl de koppeling van de ongewenste modi belangrijk wordt verzwakt.

Uit de vergelijkingen (1) en (2) volgt verder dat geen resonantie optreedt bij hogere harmonischen van de frequentie f_0. Een YIG-resonator resoneert dus vanaf de allerlaagste frequenties tot aan mm-golven slechts bij één enkele frequentie, die door middel van een uitwendig stationair of quasi-stationair magnetisch veld nauwkeurig lineair kan worden gevarieerd over een frequentieband van meer dan een decade.

Bij ferrimagnetische resonantie heeft monokristallijn YIG de kleinste bekende lijnbreedte (orde van grootte 1 MHz) [5]. Onvolmaaktheden van het oppervlak en onzuiverheden in het kristal veroorzaken verliezen door verstrooiing van hoogfrequentenergie in het kristalrooster. Om de grote waarde van de kwaliteitsfactor Q_0 die met YIG-resonators mogelijk is, te bereiken, is dan ook een goed gepolijst oppervlak en een hoge graad van zuiverheid en homogeniteit van het kristal nodig. In *fig. 3* zijn als functie van de frequentie waarden van Q_0 uitgezet, gemeten aan bolletjes van YIG en van YGaIG (dat is YIG waarin het ijzer gedeeltelijk door gallium is vervangen). Bij dalende frequentie nadert Q_0 snel tot nul. Dit gebeurt als de met lage frequenties corresponderende stationaire velden H_0 zo zwak zijn geworden dat de YIG-resonator niet langer magnetisch verzadigd is en het inwendige magnetische veld tot nul nadert. De elektronenspins zijn dan niet meer evenwijdig gericht en bij de u.p.r.-modus wordt energie overgedragen aan het kristalrooster.

De afsnijfrequentie f_c van een YIG-resonator, die samenhangt met het tot nul naderen van het inwendige magnetische veld H_{iz}, kan men berekenen uit (1) door hierin H_a te verwaarlozen en door te stellen $H_{iz} = H_0 - N_z M_s = 0$. Men vindt dan:

$$f_c = \gamma N_t M_s. \qquad (4)$$

Voor een bol, waarvoor N_t gelijk is aan 1/3, vindt men dan 1660 MHz. De gemeten waarden zijn iets hoger, nl. ongeveer 1800 MHz, doordat niet alle elektronenspins gelijk gericht zijn zodra H_{iz} groter dan nul wordt (daardoor is ook de hysteresislus niet rechthoekig maar afgerond).

De afsnijfrequentie van een ferrimagnetische resonator kan worden verlaagd door het gebruik van dunne axiaal gemagnetiseerde schijfjes, waarvoor N_t bijna nul is. Ook kan men materiaal gebruiken met een lagere verzadigingsmagnetisatie. Dit laatste wordt bereikt door op ijzerplaatsen in het YIG-systeem gallium te substitueren ($Y_3Ga_xFe_{5-x}O_{12}$ met waarden van x tussen 0,05 en 0,9). Ook kan men de YIG-resonator bij een hogere temperatuur laten werken, gebruik makend van het feit dat M_s met stijgende temperatuur afneemt. Natuurlijk kunnen deze methodes worden gecombineerd om het toepassingsgebied van YIG-resonators uit te breiden naar nog lagere frequenties. De ondergrens ligt bij 200 à 100 MHz; bij nog lagere frequenties wordt de waarde van Q_0 te klein en de koppeling te zwak.

De bovengrens van het frequentiegebied wordt alleen bepaald door het zeer sterke afstemveld dat bij hoge frequenties nodig is. In de praktijk ligt de grens ongeveer bij 56 GHz, waarbij een afstemveld van 1,6 MA/m (20 kOe) behoort.

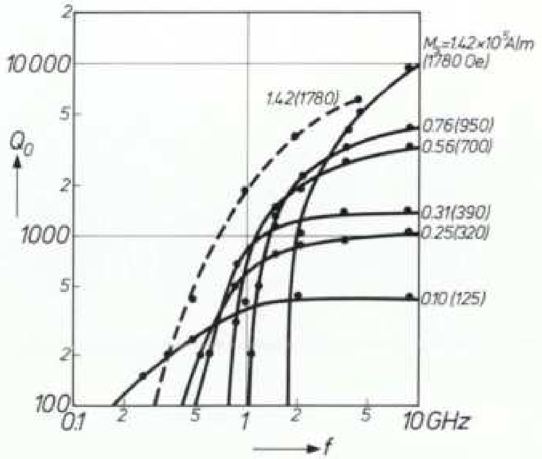


Fig. 3. De kwaliteitsfactor in onbelaste toestand, Q_0, als functie van de frequentie f, gemeten aan YIG- en YGaIG-bolletjes (getrokken lijnen) en aan een YIG-schijfje (onderbroken lijn) [6].

Temperatuurafhankelijkheid

Men kan YIG-resonators gebruiken vanaf de temperatuur van vloeibaar helium tot iets beneden het Curie-punt, dat bij ongeveer 280 °C ligt. In het temperatuurgebied waarbinnen men de resonators meestal gebruikt, namelijk −40 °C tot +80 °C, kan de invloed van de temperatuur op Q_0 en f_0 geheel worden toegeschreven aan het feit dat M_s en H_a met de temperatuur variëren. Experimenteel is vastgesteld dat bij frequenties die voldoende ver boven f_c liggen, Q_0 ongeveer evenredig is met M_s. De variatie van Q_0 met de temperatuur die hierdoor ontstaat, is beperkt, nl. van de orde van grootte van ± 10% voor een temperatuurverandering van −40 °C tot +80 °C.

Omdat YIG-filters een zeer kleine bandbreedte hebben worden hoge eisen gesteld aan de stabiliteit van de resonantiefrequentie bij temperatuurvariaties. In dit opzicht worden de beste resultaten bereikt met bolvormige resonators; hierbij is immers N_t gelijk aan N_z, en volgens (1) of (2) is het dan in hoofdzaak H_a die van de temperatuur afhangt. De temperatuurcoëfficiënt van de resonantiefrequentie, die afhangt van de stand van het kristalrooster ten opzichte van het afstemveld, kan worden ingesteld tussen een positieve en een negatieve

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

waarde van ongeveer 1 MHz/°C. Een zeer lage waarde (20 kHz/°C) kan met een zorgvuldige oriëntatie van het YIG-bolletje bereikt worden.

Bij andere vormen van de resonator treedt een directe invloed op van M_s op de resonantiefrequentie. Zo is bij dunne schijfjes, die wel worden gebruikt omdat zij een lage waarde van f_c en een hoge waarde van Q_0 geven, de temperatuurcoëfficiënt van f_0 van de orde van grootte van 10 MHz/°C.

Niet-lineariteit, vermogensbegrenzing

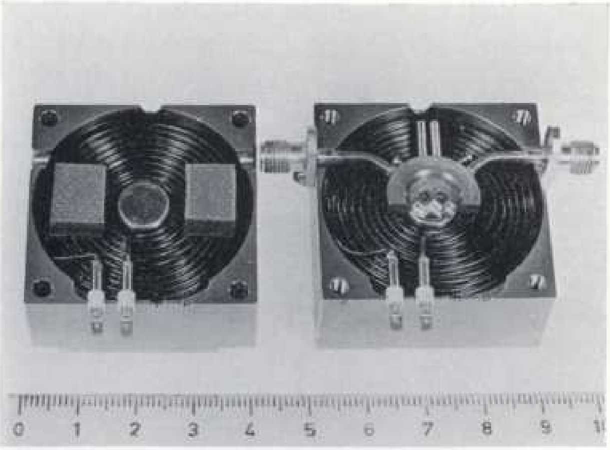
Afhankelijk van het vermogen van het toegevoerde signaal reageren YIG-resonators al of niet lineair. Boven een scherp gedefinieerd signaalniveau treedt plotseling een sterke afwijking van de lineariteit op. Dit grensniveau, dat afhangt van het materiaal en van de frequentie, is zeer laag (ongeveer 10 μW) als het signaal de frequentie f_0 van de u.p.r.-modus heeft en parametrisch spingolven met een frequentie $\frac{1}{2}f_0$ kan exciteren. Dit is mogelijk in een frequentieband waarvan, zoals berekend is [7], de bovengrens ligt bij de frequentie $2\,\gamma N_t M_s$. Dit is juist twee maal de afsnijfrequentie f_c; de spingolven kunnen dus optreden als de resonantiefrequentie van het filter tussen f_c en $2f_c$ ligt.

Signalen met frequenties boven $2f_c$ exciteren in hoofdzaak ontaarde spingolven, en de drempel voor niet-lineariteit ligt dan ongeveer tussen 10 mW en 100 mW. De niet-lineariteit kan worden gebruikt om passieve vermogensbegrenzers te maken, maar tevens wordt hierdoor het toepassingsgebied van lineaire YIG-componenten beperkt tot systemen die met signaalniveaus beneden 100 mW werken.

Koppeling, praktische voorbeelden

Om de YIG-resonator zo sterk mogelijk te koppelen met het hoogfrequente magneetveld, moet dit laatste loodrecht staan op het afstemveld. De sterkte van de koppeling is evenredig met M_s en met het volume van de resonator. Verder hangt de koppeling ook nog af van de afmetingen en de impedantie van de transmissielijn. Vergeleken met transmissielijnresonators kan men met YIG-resonators slechts een betrekkelijk zwakke koppeling tot stand brengen. Dit betekent dat zij niet sterk worden gedempt door de transmissielijn waarmee ze gekoppeld zijn. Zodoende blijft de bandbreedte van een YIG-filter klein; de maximale bandbreedte die kan worden verkregen is 1 à 2 percent van de resonantiefrequentie (bedoeld is hier de bandbreedte tussen de frequenties waarbij de verzwakking met 3 dB is toegenomen).

Bij een veel gebruikte constructie wordt de koppeling tot stand gebracht door twee halve lussen die loodrecht


a

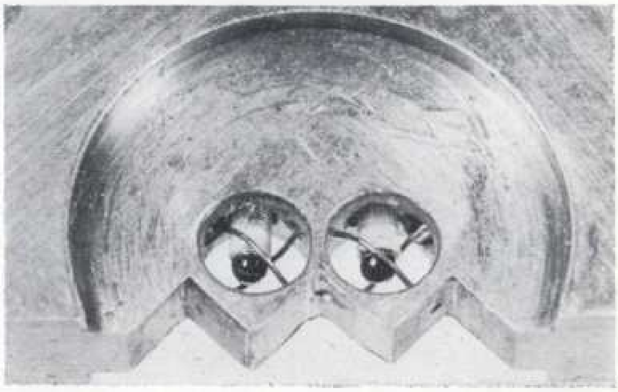

b

Fig. 4. *a*) Banddoorlatend tweetrapsfilter volgens het principe van fig. 1. De bovenste helft van de elektromagneet is afgenomen en is links te zien. Dit filter kan worden verstemd van 1 GHz tot 20 GHz. De bandbreedte varieert hierbij van 20 MHz tot 45 MHz. *b*) De beide YIG-resonators met koppellussen.

op elkaar staan (fig. 1); op deze wijze ontstaat een *banddoorlatend* eentrapsfilter. Meertrapsfilters, die vaak nodig zijn voor een grotere selectiviteit, verkrijgt men door een aantal eentrapsfilters in cascade te schakelen. *Fig. 4* toont een volgens dit principe geconstrueerd tweetrapsfilter. Het bovenste gedeelte van de afstemmagneet is in deze figuur afgenomen. Dit filter kan continu worden verstemd van 1 GHz tot 20 GHz en heeft hierbij een bandbreedte die varieert van 20 MHz tot 45 MHz. De verzwakking in de doorlaatband ligt tussen 1,5 dB en 3 dB. *Fig. 5* toont een voorbeeld van de dempingskarakteristiek van een dergelijk

[5] Omdat de resonantiemetingen gewoonlijk worden uitgevoerd bij een vaste frequentie terwijl het magnetische veld waaraan het YIG-kristal wordt onderworpen wordt gevarieerd, wordt in de literatuur de lijnbreedte gewoonlijk opgegeven in magnetische eenheden; 1 MHz komt overeen met 28,4 A/m of 0,357 Oe.

[6] De eenkristallen zijn gegroeid in een oplossing van YIG (of YGaIG) in gesmolten loodoxide en loodfluoride, volgens een proces dat is beschreven door W. Tolksdorf, Growth of yttrium iron garnet single crystals, J. Crystal Growth **3**/**4**, 463-466, 1968.

[7] H. Suhl, The nonlinear behavior of ferrites at high microwave signal levels, Proc. IRE **44**, 1270-1284, 1956.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

filter als dit is afgestemd op 9 GHz; men ziet hierin een ongewenste resonantie, die ontstaat door koppeling met magnetostatische modi van hogere orde. Bij andere frequenties is de verzwakking groter dan 50 dB.

Bandkeerfilters kan men verkrijgen door een aantal YIG-resonators in een transmissielijn aan te brengen op onderlinge afstanden van ongeveer een kwart golflengte. Gewoonlijk wordt een symmetrische striplijn gebruikt, die uit drie geleiders bestaat. De afstemmagneet kan dan dicht bij de centrale geleider worden gebracht zonder dat het hoogfrequentveld wordt verstoord (*fig. 6a*). Voor deze schakeling kan men een vervangingsschema met discrete elementen tekenen. We beschouwen eerst het geval waarin slechts één YIG-bolletje wordt gebruikt. Dit kan worden voorgesteld door een parallelkring die met een koppelwinding, opgenomen in de transmissielijn, gekoppeld is (fig. 6*b*). Het precessieveld van het YIG-bolletje versterkt bij resonantie plaatselijk het magnetische veld van de striplijn, juist zoals bij een magnetisch gekoppelde parallelkring in resonantie een aanzienlijke versterking van het magnetische veld in de koppelwinding optreedt. Dientengevolge heeft de striplijn ter plaatse van de resonator een hoge impedantie.

Omdat een striplijn een leiding is met verdeelde elementen, vertoont een tweede YIG-bolletje op een afstand van een kwart golflengte van het eerste, gezien van de plaats van het eerste bolletje, een lage impedantie. Dit kan in het vervangingsschema worden voorgesteld door een parallel aan de leiding geschakelde seriekring. Als men de parallelkring met koppelwinding transformeert tot een kring die direct in de leiding is opgenomen, krijgt men voor het bandonderdrukkende tweetrapsfilter van fig. 6*a* het vervangingsschema van fig. 6*c*. De dempingskarakteristiek ervan is weergegeven in fig. 6*d*; hierin is tevens de staandegolfverhouding S uitgezet. Doordat de onderlinge afstand van de resonators een kwart golflengte moet zijn, is het afstemgebied beperkt tot ongeveer één of twee octaven.

Voor het verkrijgen van een *niet-reciproke verzwakking* is de doelmatigste methode het koppelen van de YIG-resonator met circulair gepolariseerde magnetische hoogfrequentvelden; deze treden op in een golfpijp en kunnen met bepaalde middelen ook in coaxiale

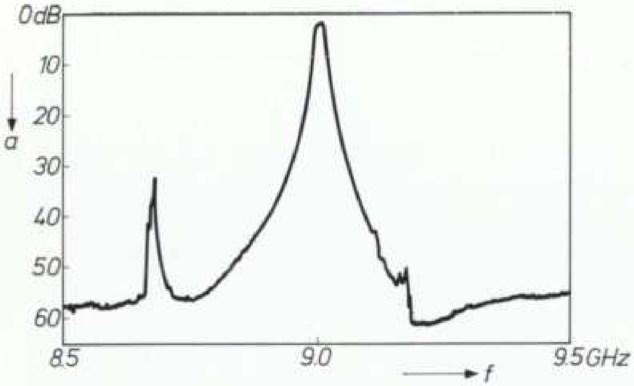


Fig. 5. Verzwakking *a* van het filter van fig. 4 als functie van de frequentie. Het filter is afgestemd op 9 GHz. Behalve bij een frequentie waarbij een magnetostatische resonantie van hogere orde optreedt, is de verzwakking buiten de doorgelaten frequentieband groter dan 50 dB.

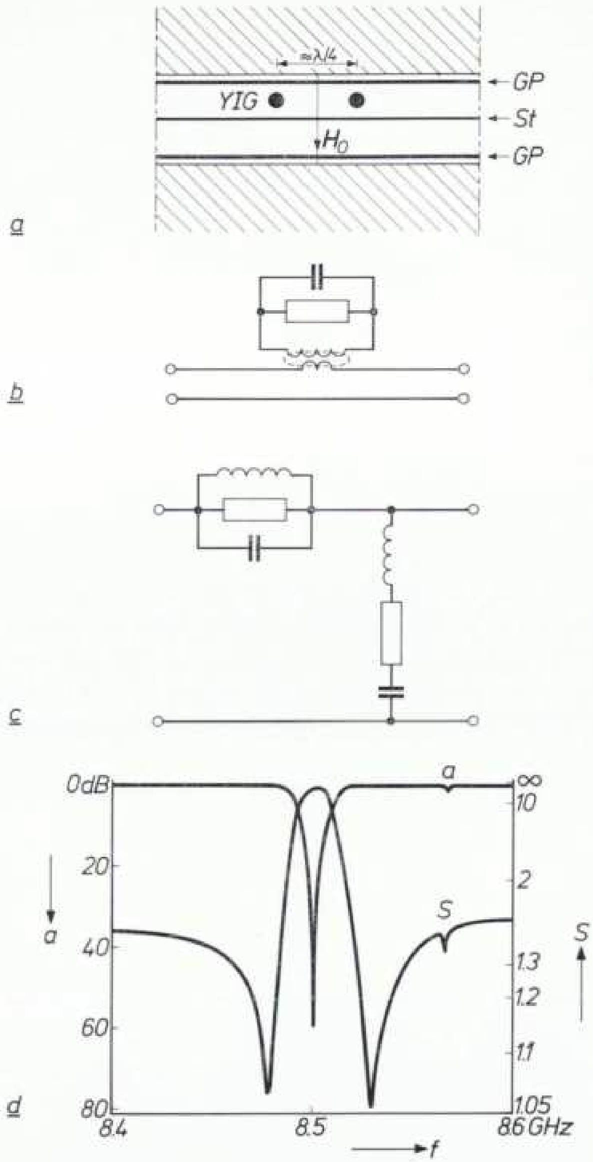


Fig. 6. Bandkerend YIG-filter, bestaande uit twee filtertrappen. *a*) Dwarsdoorsnede. Twee YIG-bolletjes zijn ingebed in het diëlektricum van een symmetrische striplijn (*St* centrale geleider, *GP* buitenste geleiders) op een onderlinge afstand van ongeveer een kwart golflengte. Het geheel is geplaatst tussen de polen van een magneet, die een stationair magnetisch veld H_0 opwekt. *b*) Een enkele YIG-resonator gedraagt zich als een parallelkring die met de leiding is gekoppeld (of, na transformatie, direct in de leiding is opgenomen). *c*) Vervangingschema van een filter dat twee resonators bevat op een onderlinge afstand van een kwart golflengte. *d*) Verzwakking *a* en staandegolfverhouding *S* rondom de resonantiefrequentie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

leidingen en in microstriplijnen worden opgewekt. Niet-reciproke YIG-filters kunnen worden gebruikt als selectieve afstembare isolators, circulators of richtingsafhankelijke filters. Hierbij zij opgemerkt dat een niet-reciproke faseverschuiving ontstaat door de onderlinge loodrechte stand van de halve lussen uit fig. 1, hoewel het hoogfrequentveld hier lineair is gepolariseerd. In verband met de gegeven omloopzin van de precessie van de magnetisatie hangt het van de voortplantingsrichting van het signaal af of er een faseverschuiving van +90° of van −90° ontstaat.

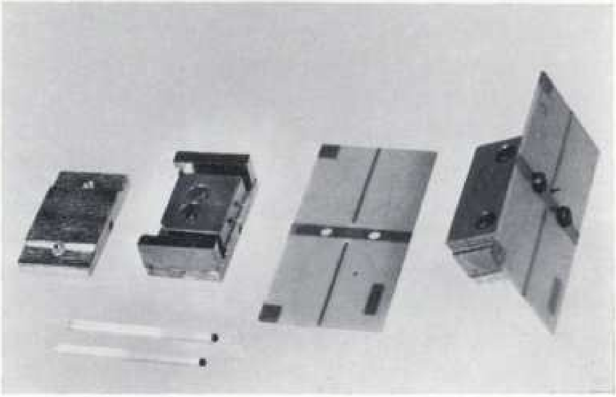


Fig. 7. Uit twee trappen bestaand banddoorlatend YIG-filter dat met permanente magneten op een vaste frequentie is afgestemd. Het filter is bestemd om te worden opgenomen in een striplijn. *Van links naar rechts:* bovenste poolschoen, onderste poolschoen met twee permanente magneten en koppellussen voor de YIG-resonators, substraat met microstriplijn en compleet gemonteerd filter. De smalle strook op het substraat is de microstriplijn; het filter is hiermee verbonden door middel van twee contactpennen. *Op de voorgrond:* twee YIG-resonators, vastgelijmd op dunne staafjes met behulp waarvan zij gehanteerd en op hun plaats gemonteerd kunnen worden.

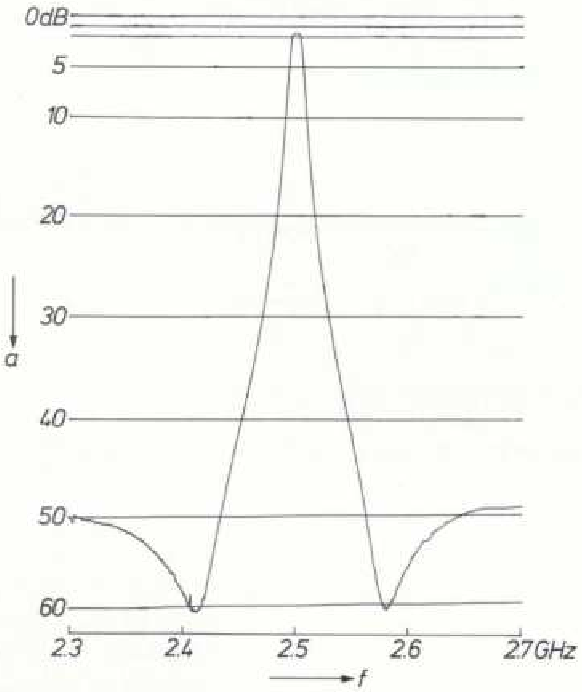


Fig. 8. Doorlaatkromme van het vast afgestemde, banddoorlatende YIG-filter van fig. 7.

Hierboven werd reeds vermeld dat de afmetingen van YIG-componenten in hoofdzaak worden bepaald door die van de afstemmagneet. Omdat de sterkte van het afstemveld voorgeschreven wordt door de frequentie, kan men het vermogen en de grootte van de magneet alleen beperken door bij het ontwerp van de hoogfrequentkoppeling veel aandacht te besteden aan de lengte van de luchtspleet. Afmetingen van luchtspleten die bij verschillende uitvoeringsvormen voorkomen zijn: voor loodrechte halve lussen 1 tot 2 mm, voor symmetrische striplijnen 1,5 tot 3 mm en voor golfpijpen 2 tot 4 mm. Om een homogeen afstemveld te verkrijgen moet de diameter van de poolschoenen ten minste vijf maal de lengte van de luchtspleet zijn.

Vast afgestemde YIG-filters met permanente magneten hebben veel kleinere afmetingen dan filters uitgevoerd in golfpijp of coaxiale leiding, speciaal in het gebied der langere microgolven; hier worden immers resonators die uit stukken transmissielijn bestaan, tamelijk groot. Door de kleine afmetingen kan men YIG-resonators zelfs toepassen in schakelingen met microstriplijnen wanneer hierbij resonators nodig zijn met een hoge waarde van Q. *Fig. 7* toont een experimenteel banddoorlatend tweetraps-YIG-filter met permanente afstemmagneet, welk filter bestemd is voor gebruik in een microstripschakeling. Het is bedoeld om met schroeven op het substraat van een dergelijke schakeling te worden bevestigd. De dempingskarakteristiek van dit filter is weergegeven in *fig. 8*. Banddoorlaat- of bandkeerfilters zijn op deze wijze te maken voor frequenties van ongeveer 1 GHz tot hoger dan 12 GHz.

YIG-resonators kan men nog in vele andere componenten toepassen. Voorbeelden hiervan zijn snel omschakelbare filters, afstembare discriminators, frequentiemeters, sondes voor het meten van magnetische velden, afstembare transistor- en Gunn-oscillators en afstembare frequentievermenigvuldigers met varactors.

Samenvatting. Eenkristallen van het ferriet yttriumijzergranaat (YIG) vertonen bij hun ferrimagnetische resonantie de kleinste bekende lijnbreedte. Omdat microgolfsignalen goed met het kristal kunnen worden gekoppeld, kan men microgolfresonators verkrijgen met een kwaliteitsfactor in onbelaste toestand tot 10 000 toe; zij zijn met een magneetveld lineair afstembaar over een frequentiegebied dat groter is dan een decade. YIG-resonators worden b.v. toegepast in afstembare banddoorlaat- en bandkeerfilters. Afhankelijk van de eigenschappen van het materiaal en van de vorm van de resonator kan men deze gebruiken bij signaalfrequenties van ongeveer 100 MHz tot 60 GHz. Geeft men het YIG-kristal de bolvorm, dan varieert de resonantiefrequentie slechts weinig met de temperatuur (temperatuurcoëfficiënt ongeveer 20 kHz/°C). Boven een bepaald signaalniveau, dat ligt tussen 10 en 100 mW, is het resonantieverschijnsel niet lineair (voor de laagste frequenties ligt dit niveau al bij 10 μW). Hiervan kan men gebruik maken in vermogensbegrenzers.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Philips techn. T. 32, 198-215, 1971, no. 6/7/8/9

Lawine-looptijddiodes

D. de Nobel en M. T. Vlaardingerbroek

Inleiding

Een oscillerende of versterkende schakeling bevat altijd een „actief" element, dat bij de werkfrequentie vermogen levert. De wisselstroom door een dergelijk element en de spanning erover zijn meer dan 90° en minder dan 270° uit fase: het reële deel van de impedantie (de weerstand) is negatief. Omstreeks 1930 werd door Müller [1] en later door Llewellyn en Bowen [2] getracht een vacuümdiode een negatieve weerstand te geven door gebruik te maken van de looptijd van de elektronen. Is deze looptijd voldoende groot, dan raakt de — over de loopruimte gemiddelde — wisselcomponent van de stroom meer dan 90° in fase achter bij de wisselspanning. Hoewel deze pogingen met succes werden bekroond, hebben zij niet tot praktische toepassingen geleid. Het uitgangsvermogen en het rendement van een aldus verkregen oscillator zijn namelijk steeds zeer gering, doordat in een vacuümdiode de bereikbare stroomdichtheid zeer klein is, en de katodestroom slechts zwak op een wisselveld reageert. In 1954 wees Shockley op het mogelijke belang van *halfgeleiderdiodes* met een door looptijdeffecten veroorzaakte negatieve weerstand [3]. In 1958 kwam zijn medewerker Read met het voorstel het looptijdeffect te combineren met lawine-ionisatie zoals die bij doorslag optreedt, en daarvoor een in de keerrichting geschakelde, doorslaande *PNνN*-diode te gebruiken [4]. In het vrijwel intrinsieke *ν*-gebied, het „driftgebied" voor elektronen, doet zich het looptijdeffect voor. Hoewel de doorslaande *PN*-overgang de faserelaties ook essentieel beïnvloedt, fungeert deze primair als elektronenleverancier, dus als katode. Dit hield een grote vooruitgang ten opzichte van de vacuümdiode in, want niet alleen zijn bij doorslag grote stroomdichtheden mogelijk, ook is de reactie van het lawine-ionisatieproces op veldvariaties zeer heftig.

Het duurde tot 1965 voordat, in een publikatie van de Bell Laboratories [5], melding werd gemaakt van een experimentele verwezenlijking van het idee van Read. Tegelijkertijd werd het duidelijk dat ook een gewone *PN*-diode — zonder een bijna intrinsiek gebied — op soortgelijke wijze, dus als „lawine-looptijddiode", kan werken [6]. Later is gebleken dat Tager en zijn medewerkers in Rusland reeds eerder lawine-looptijddiodes hadden gemaakt [7]. Tager leverde in 1964 een belangrijke bijdrage tot het begrip van deze diode in de vorm van een eenvoudige analytische formulering van het gedrag van de diode bij grote signalen. In de engelstalige literatuur wordt de lawine-looptijddiode aangeduid met „avalanche diode", „ATT diode" of „IMPATT diode" (ATT = avalanche transit time; IMPATT = impact ionization avalanche and transit time).

Sinds 1965 wordt door vele researchgroepen overal in de wereld aan lawine-looptijddiodes gewerkt. Van de halfgeleider-microgolfbronnen die thans worden onderzocht is de lawine-looptijddiode potentieel de krachtigste. Per diode zijn reeds vermogens opgewekt van 3 W continu bij 10 GHz en van 1 W continu bij 50 GHz.

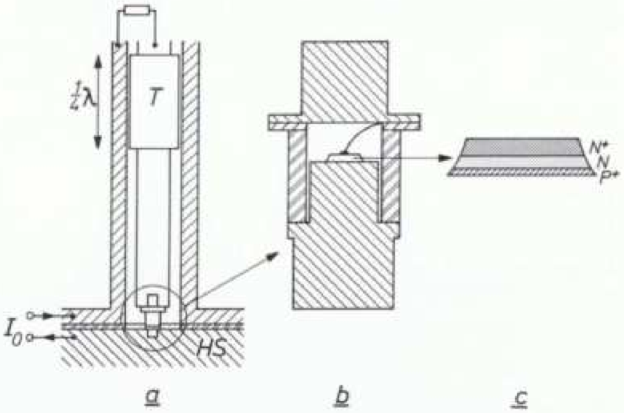


Fig. 1. Coaxiale oscillator met lawine-looptijddiode, schematisch (*a*). In het „varactorhuisje" (*b*) bevindt zich de lawine-looptijddiode (*c*). De diode wordt gevoed met een gelijkstroom I_0. De coaxiale uitgang (bovenaan in *a*) is met de $\frac{1}{4}\lambda$-transformator *T* aangepast aan de diode. Via het koellichaam *HS* wordt de in de diode ontwikkelde warmte afgevoerd.

In *fig. 1* ziet men een voorbeeld van een microgolf-oscillator met een lawine-looptijddiode als actief element. In dit artikel zullen we dergelijke oscillators als geheel verder buiten beschouwing laten [8], en ons beperken tot de lawine-looptijddiode zelf. We geven eerst een uiteenzetting over de werking van de diode, waarbij we de ideeën van Read en Tager volgen [9]. Vervolgens bespreken we enkele van onze experimentele resultaten betreffende uitgangsvermogen, impedantie en ruis. Ten slotte behandelen we enkele technologische aspecten van de vervaardiging van dit soort diodes.

Dr. D. de Nobel en dr. ir. M. T. Vlaardingerbroek, medewerkers van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Werking van de lawine-looptijddiode

Gelijkstroom

De wisselstromen en -spanningen in een lawine-looptijddiode zijn gesuperponeerd op een gelijkstroomsituatie die we eerst zullen moeten bezien.

We schakelen een *PN*-diode in silicium in de keerrichting (*fig. 2*). Het *N*-gebied heeft dan ten opzichte van het *P*-gebied een positieve spanning, die we aanvankelijk lager kiezen dan de doorslagspanning. De elektronen van het *N*-gebied en de gaten van het *P*-gebied zijn over zekere afstand van de overgang weggetrokken. In de depletielaag die zo is ontstaan, zijn de donors en de acceptors niet meer geneutraliseerd. Er is daar dus ruimtelading, positief in het *N*-gebied en negatief in het *P*-gebied (fig. 2*a*). De gradiënt van de veldsterkte E is evenredig met de ruimteladingsdichtheid (fig. 2*b*).

In deze situatie loopt er door de diode een zwakke stroom I_s, die men lekstroom of verzadigingsstroom noemt. Deze wordt in de depletielaag gedragen door gaten en elektronen die thermisch zijn gegenereerd, hetzij *in* de depletielaag als paren, hetzij juist buiten de depletielaag — binnen diffusie-afstand daarvan — als „minderheidsladingdragers" (elektronen in de gatenzee links in fig. 2, of gaten in elektronenzee rechts). In fig. 2 lopen de gaten naar links, de elektronen naar rechts, elk met hun eigen „driftsnelheid".

Verhogen we nu de spanning, dan wordt aanvankelijk de depletielaag alleen dikker; de vorm van het veldprofiel (fig. 2*b*) blijft gelijk en de stroomsterkte blijft klein. Ten slotte echter treedt doorslag op. Dan nemen thermisch gegenereerde ladingdragers, in een laagje waar het veld het sterkst is, zoveel energie uit het veld op dat zij door botsingsionisatie gat-elektronparen kunnen genereren. De nieuw gevormde gaten en elektronen nemen weer energie uit het veld op en genereren op hun beurt weer nieuwe paren, enzovoort: er ontstaat een lawine van ladingdragers, en daardoor een sterke stroom in de diode. In silicium is de veldsterkte E_0 waarbij dit proces op gang komt, de zg. doorslagveldsterkte, omstreeks 400 kV/cm. In een *PN*-diode in doorslag is de differentiële weerstand zeer klein; dit houdt in dat men de diode met een stroombron moet voeden om een goed gedefinieerde toestand te krijgen.

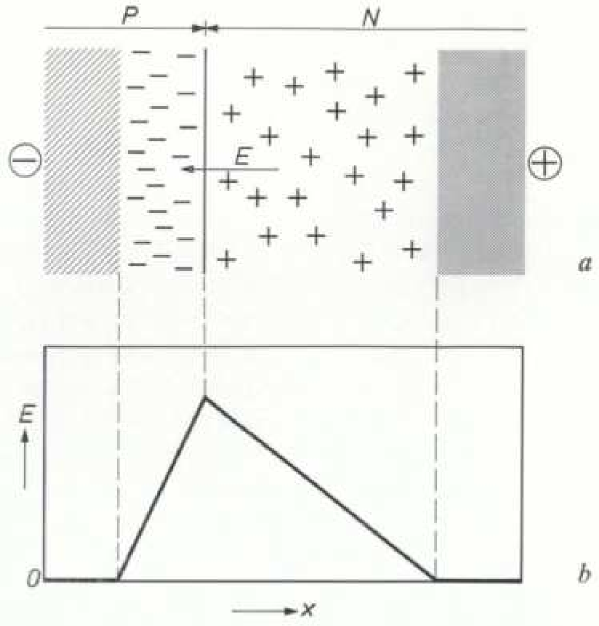


Fig. 2. *a*) In een in de keerrichting geschakelde *PN*-overgang ontstaat er door de aangelegde spanning rondom het grensvlak van het *P*- en het *N*-gebied een depletielaag met ongeneutraliseerde acceptors (—) in het *P*-gebied en ongeneutraliseerde donors (+) in het *N*-gebied. Een vrij elektron dat in de depletielaag ontstaat of terechtkomt, loopt naar rechts, een vrij gat naar links. *b*) De sterkte E van het in de depletielaag heersende (naar links gerichte) elektrische veld als functie van de plaats x. De gradiënt van E is evenredig met de ruimteladingsdichtheid.

Om de beschrijving overzichtelijk te houden zullen we in het vervolg uitgaan van een sterk geschematiseerde gelijkstroomsituatie. Deze wordt gekarakteriseerd door het veldprofiel van *fig. 3*. De depletielaag is daar-

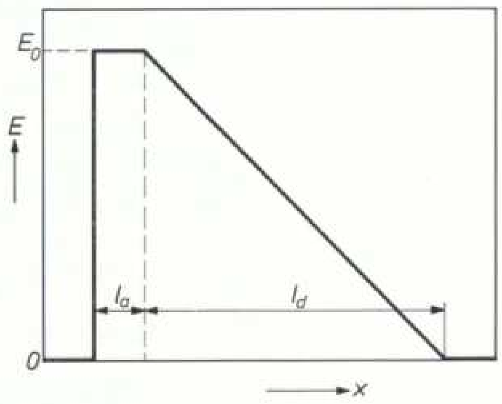


Fig. 3. Het veldprofiel in een P^+N-diode waarin doorslag optreedt, geschematiseerd. In het „lawinegebied" ter lengte l_a treedt botsingsionisatie en lawinevorming (Engels: avalanche) op; de veldsterkte is hier gelijk aan E_0, de doorslagveldsterkte. De hier gegenereerde elektronen lopen met constante snelheid u_s door het „driftgebied" ter lengte l_d naar de elektronenzee rechts van het depletiegebied. In dit artikel worden de looptijdeffecten in het lawinegebied verwaarloosd. Links van het lawinegebied bevindt zich een driftgebied voor gaten; dit wordt zo dun verondersteld dat het eveneens kan worden verwaarloosd.

[1] J. Müller, Hochfrequenztechnik und Elektroakustik 43, 195, 1934.
[2] F. B. Llewellyn en A. E. Bowen, Bell Syst. tech. J. 18, 280, 1939.
[3] W. Shockley, Bell Syst. tech. J. 33, 799, 1954.
[4] W. T. Read Jr., Bell Syst. tech. J. 37, 401, 1958.
[5] C. A. Lee, R. L. Batdorf, W. Wiegmann en G. Kaminsky, Appl. Phys. Letters 6, 89, 1965.
[6] R. L. Johnston, B. C. De Loach Jr. en B. G. Cohen, Bell Syst. tech. J. 44, 369, 1965.
[7] A. S. Tager, Soviet Phys. Uspekhi 9, 892, 1967.
V. M. Val'd-Perlov, A. V. Krasilov en A. S. Tager, Radio Engng. Electronic Phys. 11, 1764, 1966.
[8] Deze vormen het onderwerp van het artikel van Mouthaan, Lawine-looptijdoscillators; dit nummer blz. 216.
[9] Een bijzonder heldere, vereenvoudigde weergave van deze ideeën vindt men in D. Delagebeaudeuf, Onde électr. 48, 722, 1968. Voor een uitvoerige behandeling van dezelfde materie, met speciale nadruk op het optreden van hogere harmonischen, zie K. Mouthaan, Philips Res. Repts. 25, 33, 1970.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

bij verdeeld in een „lawinegebied" en een „driftgebied voor elektronen". In het lawinegebied is $E = E_0$; alleen hier treedt botsingsionisatie en lawinevorming op. Rechts daarvan bevindt zich het driftgebied. Hierin lopen de in het lawinegebied gegenereerde elektronen naar de elektronenzee rechts van het depletiegebied. Hun looptijd τ is zo groot dat zich merkbare looptijd-effecten voordoen bij microgolffrequenties. Looptijd-effecten in het lawinegebied worden verwaarloosd.

In fig. 3 is verder verondersteld dat het driftgebied voor gaten, dat zich links van de lawinelaag bevindt, zo dun is dat het kan worden verwaarloosd. Deze situatie wordt benaderd in een zg. P^+N-overgang, d.i. een abrupte overgang van een zeer zwaar gedoteerd P-gebied (waarin de veldgradiënt dus zeer groot is) naar een veel lichter gedoteerd N-gebied. Analoge veldvormen kan men realiseren in een N^+P-overgang of in een zg. Schottky-barrière (de potentiaalbarrière bij het contact tussen een halfgeleider en een metaal).

Ten slotte veronderstellen we nog dat de elektronen het gehele driftgebied met een *constante* driftsnelheid u_s doorlopen. Dit is in siliciumdiodes in doorslag een goede benadering. Experimenteel blijkt de driftsnelheid u van elektronen in silicium als functie van de veldsterkte E namelijk te verzadigen (*fig. 4*), en de verzadigingswaarde u_s van ca. 10^7 cm/s wordt al bereikt bij een veldsterkte van ca. 20 kV/cm. In vrijwel het hele depletiegebied wordt deze 20 kV/cm overschreden (zie fig. 3, $E_0 \approx 400$ kV/cm), zodat men overal wel met de verzadigingswaarde u_s van u mag rekenen. Dat u bij hoge veldsterkten niet meer lineair met E toeneemt, is niet verrassend, omdat er steeds meer verstrooiingsmechanismen in het spel komen.

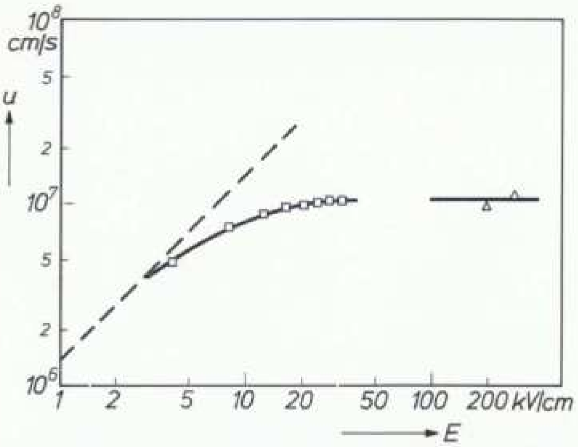


Fig. 4. De driftsnelheid u van elektronen in silicium als functie van de veldsterkte E. (Vierkantjes volgens Norris en Gibbons, driehoekjes volgens Duh en Moll [10].) De streeplijn is een extrapolatie van de driftsnelheid bij lage veldsterkten. Vrijwel overal in de depletielaag van een lawine-looptijddiode in doorslag is E groter dan 20 kV/cm, en heeft u derhalve nagenoeg de verzadigingswaarde (ca. 10^7 cm/s).

De dikte l_a van de lawinelaag hangt direct samen met de waarde van de ionisatiecoëfficiënt α van de gaten en de elektronen in de lawinelaag. Deze coëfficiënt is gedefinieerd als het gemiddelde aantal paren ladingdragers dat door een elektron of een gat wordt gegenereerd per eenheid van in de stroomrichting afgelegde afstand. Voor $E \ll E_0$ is $\alpha = 0$; in de buurt van E_0 neemt α zeer sterk met E toe [11].

Nemen we eenvoudigheidshalve aan dat α gelijk is voor gaten en elektronen, dat α overal in de lawinelaag dezelfde waarde heeft, en dat het aantal thermisch gegenereerde ladingdragers kan worden verwaarloosd, dan moet in een stationaire toestand de eenvoudige betrekking

$$\alpha l_a = 1 \qquad (1)$$

gelden. Immers, het gat en het elektron van een gegeven, door botsingsionisatie gevormd paar hebben samen een afstand l_a afgelegd voordat zij beide — het gat links, het elektron rechts — het lawinegebied hebben verlaten. Zij hebben dus samen αl_a nieuwe paren gecreëerd. Wil de lawine zichzelf in stand houden, dan moet het verdwenen paar door deze creatie juist worden gecompenseerd, hetgeen in verg. (1) tot uitdrukking wordt gebracht.

Wisselstroom

Uitgaande van de gelijkstroomsituatie van fig. 3, hebben we in *fig. 5* geschetst wat er bij microgolffrequenties in de diode gebeurt.

De diode wordt gevoed door een gelijkstroombron die het tijdgemiddelde van de stroom door de diode op de waarde I_0 houdt. Het gelijkstroom-veldprofiel (in fig. 5 steeds gestreept) heeft in het driftgebied een helling die niet alleen bepaald wordt door de lading van de donors, maar ook door de lading van de elektronen die de stroom dragen. Deze helling is des te kleiner naarmate I_0 groter is.

Stel nu eens dat er zich midden in het driftgebied — door welke oorzaak dan ook — een teveel aan elektronen bevindt (fig. 5*a*). De veldgradiënt is dan ter plaatse kleiner, hetgeen tot gevolg heeft dat de veldsterkte in het lawinegebied kleiner dan E_0 is. (Daarbij is verondersteld dat de dikte van het driftgebied en het lawinegebied ongewijzigd blijven.) De produktie van ladingdragers in het lawinegebied komt dus beneden pari, er ontstaat een tekort aan elektronen in de stroom naar rechts, dus, in vergelijking met de stationaire toestand, een positieve zich naar rechts bewegende lading (fig. 5*b*; de aangegeven positieve ladingen zijn dus geen gaten in de gebruikelijke zin!). Alle teveel en tekort aan elektronen beweegt zich, met de hele elektronenstroom, naar rechts met snelheid u_s. In fig. 5*c* is het elektronentekort in het midden van het driftgebied aangekomen, en het proces herhaalt zich in omgekeerde richting. Het

[10] C. B. Norris Jr. en J. F. Gibbons, IEEE Trans. **ED-14**, 38, 1967.
C. Y. Duh en J. L. Moll, Solid-State Electronics **11**, 917, 1968.
[11] Zie b.v. S. M. Sze en G. Gibbons, Appl. Phys. Letters **8**, 111, 1966.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

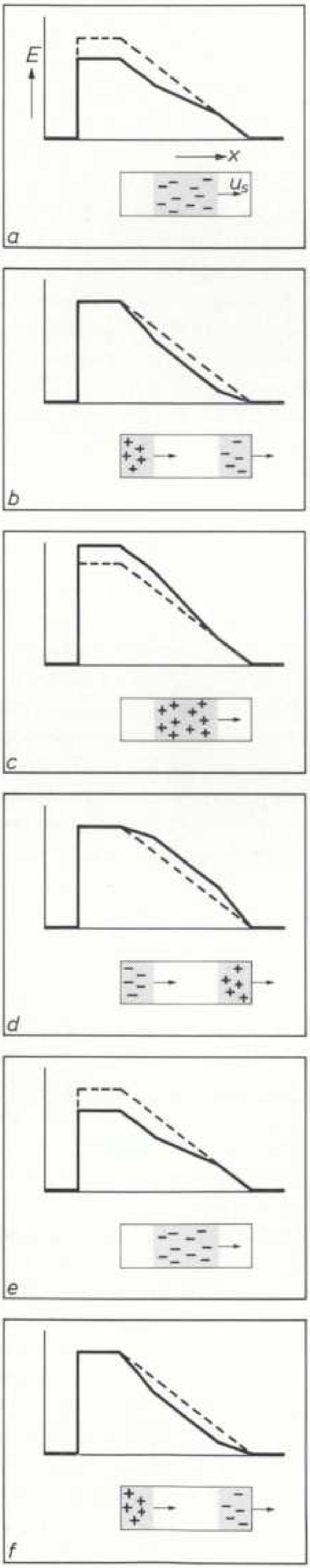


Fig. 5. Veld- en ladingsvariaties in een lawine-looptijddiode bij microgolffrequenties. In elk figuurtje is het veldprofiel geschetst, en daaronder de extra-lading in het driftgebied (vergeleken met de stationaire toestand). Gestreept het veldprofiel in de stationaire toestand. Twee opeenvolgende figuurtjes corresponderen met een tijdsverschil van een kwart periode. *a*) Door een teveel aan elektronen in het driftgebied (vergeleken met de stationaire toestand) is de veldsterkte in het lawinegebied te laag. Er worden daardoor te weinig elektronen geproduceerd, zodat er even later een elektronen-tekort het driftgebied inloopt (*b*). Daardoor is weer even later (*c*) de veldsterkte in het lawinegebied te hoog, enz. Tussen de stadia *b* en *d* is er een looptijd τ verstreken, tussen *b* en *f* een periode *T*.

gebeuren komt dus hierop neer dat ladingsvariaties in het driftgebied veldvariaties in het lawinegebied veroorzaken, en omgekeerd, en deze wisselwerking is zodanig dat periodieke variaties in veld en lading elkaar kunnen versterken.

Uit dit — wel zeer schetsmatige — beeld kan men reeds twee conclusies trekken. In de eerste plaats moet de negatieve extra-lading grotendeels uit het driftgebied verdwenen zijn als de positieve extra-lading erin komt (fig. 5*b*): de ladingsvariaties in het driftgebied moeten de juiste faseverschillen vertonen. Dit betekent dat men de looptijd τ, dus de lengte l_d van het driftgebied, moet aanpassen aan de hoekfrequentie ω waarbij de diode moet werken. In fig. 5 is er een looptijd τ verstreken tussen *b* en *d*, en een periode *T* tussen *b* en *f*. Uit fig. 5 zou dus volgen $T = 2\tau$, derhalve $\omega\tau = 2\pi\tau/T = \pi$. De beste waarde voor $\omega\tau$ is, zoals we later zullen zien, in feite $0{,}74\pi$.

In de tweede plaats mogen de ladingsvariaties niet onmiddellijk worden gecorrigeerd door het lawineproces; het correctiemechanisme moet zover achterlopen dat de ladingsvariaties kunnen ontstaan en ontsnappen. Daarvoor is nodig dat een voor de lawinelaag karakteristieke frequentie die wij later nader zullen definiëren, de zg. *lawinefrequentie* (Engels: avalanche frequency) ω_a, kleiner is dan ω.

Het geschetste beeld moge er een idee van geven hoe de diode werkt, we hebben nog allerminst bewezen dat de diode inderdaad microgolfvermogen kan leveren. Daartoe moeten we de relaties analyseren tussen de wisselspanningen en -stromen in het lawinegebied en in het driftgebied (zie *fig. 6*). Gewoonlijk maakt de diode deel uit van een resonante, op een bepaalde hoekfrequentie ω afgestemde microgolfschakeling. Van de spannings- en stroomcomponenten worden dan alle hogere harmonischen — die door het sterk niet-lineaire karakter van het lawineproces in eerste instantie zeker aanwezig zijn — door het circuit gesmoord, en we beschouwen in het vervolg derhalve alleen de component met hoekfrequentie ω. (Dat men anderzijds van de hogere harmonischen ook profijt kan trekken door mede daarop af te stemmen, wordt in het volgende artikel aangetoond.)

In fig. 6 is er rekening mee gehouden dat lawinegebied en driftgebied beide ook als condensator werken. De capaciteit van het lawinegebied zij C_a, die van het driftgebied C_d. Men moet nu onderscheid maken tussen *convectiestromen*, die gedragen worden door gaten en elektronen, en *capacitieve stromen*, die veldveranderingen vertegenwoordigen. Zo heeft men in het lawinegebied een convectiestroom i_{ca} en een capacitieve stroom $i_{cap\,a}$. In de uitwendige keten meet men de totale stroom:

$$i_t = i_{ca} + i_{cap\,a}. \qquad (2)$$

Van de stroom in de uitwendige keten is het gedeelte i_{ca} een directe voortzetting van de ladingsstroom in het lawinegebied, terwijl de rest, $i_{cap\,a}$, wordt gebruikt om het lawinegebied, beschouwd als condensator, periodiek te laden en ontladen. Ten gevolge van het looptijdeffect is in het driftgebied de situatie iets ingewikkelder. Daarin kan men namelijk niet van *de* convectiestroom i_{cd} spreken, omdat deze op een gegeven moment door

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

verschillende doorsneden verschillend is (zie fig. 5). Wat men op een gegeven moment in de uitwendige keten van de ladingsbeweging in het driftgebied merkt is de *over het driftgebied gemiddelde* convectiestroom $\overline{i_{cd}}$. Anders gezegd: de ladingsbeweging in het driftgebied induceert in de uitwendige keten een stroom $\overline{i_{cd}}$, die men daarom ook wel de *inductiestroom* i_i noemt.

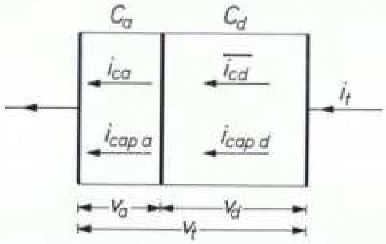


Fig. 6. Wisselspanningen en -stromen in de lawine-looptijddiode. In het lawinegebied en het driftgebied zijn respectievelijk i_{ca} en i_{cd} de convectiestromen, $i_{cap\,a}$ en $i_{cap\,d}$ de capacitieve stromen. Van de convectiestroom in het driftgebied is alleen het gemiddelde over het driftgebied, $\overline{i_{cd}}$, van belang. De totale stroom is i_t. De wisselspanningen over het lawinegebied, het driftgebied en de gehele diode zijn resp. voorgesteld door v_a, v_d en v_t.

De som van deze inductiestroom en de stroom $i_{cap\,d}$ waarmee de „driftgebiedcondensator" wordt geladen en ontladen is weer gelijk aan de totale stroom:

$$i_t = i_i + i_{cap\,d}, \qquad (3)$$
$$i_i = \overline{i_{cd}}.$$

Spreekt men van capacitieve stromen *in* het diëlektricum, dan vertaalt men eigenlijk elke veldverandering in een verplaatsingsstroom (i_D). De verplaatsingsstroom*dichtheid* is daarbij per definitie niets anders dan $\dot{D}$, de afgeleide van de diëlektrische verplaatsing naar de tijd. Nu is in het driftgebied op een gegeven ogenblik de veldverandering, en derhalve $\dot{D}$, in verschillende doorsneden verschillend (zie fig. 5). Het gemiddelde van i_D over het driftgebied (of, algemener, over een willekeurig stuk diëlektricum) is nu juist de capacitieve stroom. Immers, is x de coördinaat in de lengterichting van het diëlektricum, l de lengte en S de oppervlakte van de doorsnede, dan vindt men voor het gemiddelde van i_D:

$$\overline{i_D} = \frac{1}{l}\int_0^l i_D \mathrm{d}x = \frac{1}{l}\int_0^l \dot{D}\, S \mathrm{d}x = \frac{\varepsilon S}{l}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int_0^l E \mathrm{d}x =$$
$$= C\mathrm{d}V/\mathrm{d}t = i_{cap}.$$

Hierin is $\varepsilon S/l$ gelijk aan de capaciteit C van het stuk diëlektricum, en $\int_0^l E\mathrm{d}x$ gelijk aan de spanning V erover.

Definieert men de totale stroom i_t als de som van convectie- en verplaatsingsstroom in een doorsnede ter plaatse x:

$$i_t = i_c + i_D\,, \qquad (4)$$

dan is de divergentie van de totale stroomdichtheid gelijk nul. Dit volgt direct uit de eerste wet van Maxwell. Voor een eenvoudig circuit zonder vertakkingen betekent dit dat de totale stroom door elke dwarsdoorsnede even groot is. Is x de coördinaat niet alleen langs een stuk diëlektricum maar langs het hele circuit, dan kunnen dus in verg. (4) i_c en i_D wel functies van x zijn, maar is i_t onafhankelijk van x. Verg. (2) is nu niet anders dan verg. (4) toegepast op het lawinegebied, terwijl verg. (3) ontstaat door verg. (4) over het driftgebied te middelen.

De analyse van het gedrag van de diode draait nu verder in hoofdzaak om twee punten. Ten eerste willen we weten hoe de lawinelaag precies reageert op snelle spanningsfluctuaties, met andere woorden: we willen weten welke lawineconvectiestroom i_{ca} er ontstaat ten gevolge van de wisselspanning v_a. Ten tweede moeten we nagaan welke gemiddelde convectiestroom er in het driftgebied ontstaat als gevolg van de lawineconvectiestroom i_{ca}. Het gaat er daarbij voornamelijk om dat $\overline{i_{cd}}$ een fasedraaiing vertoont ten opzichte van i_{ca}. Zijn deze twee vragen beantwoord, dan kunnen we de impedantie van de diode gemakkelijk berekenen, en in het bijzonder nagaan wanneer het reële deel daarvan negatief is.

Het lawinegebied

We gaan ervan uit dat er op de gelijkspanning V_{0a} over het lawinegebied, die in de situatie van fig. 3 gelijk is aan $l_a E_0$, een sinusvormige wisselspanning v_a met hoekfrequentie ω is gesuperponeerd, en vragen naar de convectiestroom in het lawinegebied die daardoor ontstaat (zie *fig. 7*). Gedurende de halve periode waarin v_a positief is, dus dezelfde polariteit als V_{0a} heeft, neemt de concentratie van de ladingdragers toe, en, omdat de driftsnelheid constant is, de convectiestroom in gelijke mate. Gedurende de halve periode waarin v_a negatief is, neemt de convectiestroom af. Er ontstaat dus een wisselende convectiestroom, die telkens zijn maximum bereikt aan het einde van een halve periode van positieve v_a, en die dus een kwart periode achter is bij v_a. (Daar is in fig. 5 al rekening mee gehouden.)

Voor voldoend kleine waarden van de amplitude V_a van v_a, gedraagt de lawinelaag zich lineair. Dan is de variatie van de convectiestroom ook sinusvormig, en de amplitude I_{ca} is evenredig met V_a. Bij grote waarden van V_a krijgt de totale convectiestroom de vorm van een serie korte impulsen. De gemiddelde stroomsterkte is steeds I_0, de waarde die door de voedingsstroombron wordt bepaald. De fourierontwikkeling van een dergelijke serie zeer korte impulsen — die zich herhalen met frequentie $\omega/2\pi$ en waarvan het gemiddelde I_0 bedraagt — heeft de vorm

$$I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} 2I_0 \cos n\omega t. \qquad (5)$$

De amplitude van elke fouriercomponent is voor grote V_a dus gelijk aan $2I_0$, onafhankelijk van V_a en ω. Dit geldt in het bijzonder ook voor i_{ca}, de component met hoekfrequentie ω, de enige die wij zouden beschouwen. Wij zien dus dat I_{ca}, de amplitude van de eerste fourier-

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023
Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

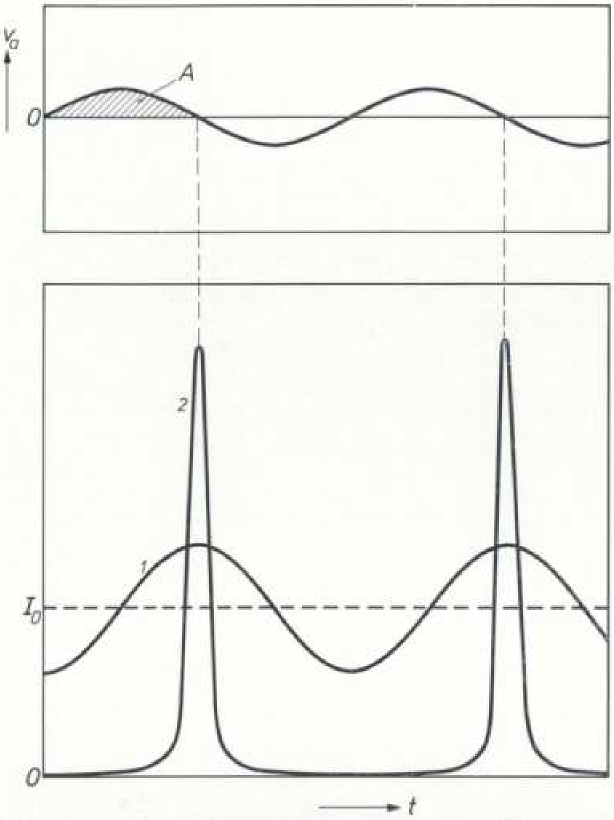


Fig. 7. De onderste figuur geeft, als functie van de tijd, de totale convectiestroom in de lawinelaag die optreedt als er op de gelijkspanning over de lawinelaag een sinusvormige wisselspanning v_a (bovenste figuur) is gesuperponeerd. Is de amplitude V_a van v_a relatief klein, dan is de totale convectiestroom de som van de gelijkstroom I_0 en een sinusvormige wisselstroom i_{ca} (curve *1*); bij grote V_a bestaat de convectiestroom uit een serie impulsen (curve *2*). In beide gevallen is de convectiestroom een kwart periode achter bij v_a. De amplitude I_{ca} van i_{ca} is evenredig met de oppervlakte *A*.

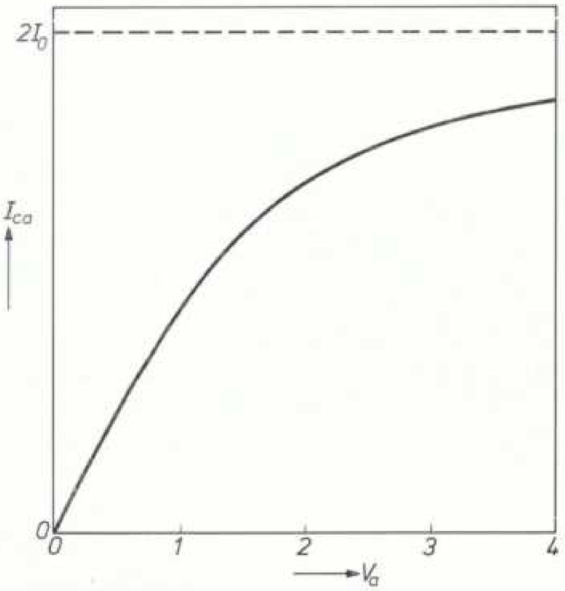


Fig. 8. De amplitude I_{ca} van i_{ca}, de eerste fouriercomponent van de lawineconvectiestroom, als functie van V_a. De vergelijking voor deze kromme wordt afgeleid in het aanhangsel (zie verg. 19). De (niet in de figuur vermelde) eenheid voor V_a is de waarde van V_a waarbij de overgang plaatsvindt van een nagenoeg lineair naar een duidelijk niet-lineair gedrag. Deze wordt in het aanhangsel nader gedefinieerd.

component van de lawineconvectiestroom, als functie van V_a aanvankelijk evenredig met V_a toeneemt, maar bij grote waarden van V_a asymptotisch tot de waarde $2I_0$ nadert. In *fig. 8* is I_{ca} als functie van V_a uitgezet, zoals deze uit de meer gedetailleerde theorie volgt. Een schets van deze theorie vindt men in het aanhangsel van dit artikel.

De lawinefrequentie

Laten we in het lineaire geval (V_a klein) de convectiewisselstroom i_{ca} eens vergelijken met de capacitieve stroom $i_{cap\,a}$. Zoals we in fig. 7 zagen, is i_{ca} 90° in fase achter bij v_a; anderzijds is $i_{cap\,a}$ (gelijk aan $C_a dv_a/dt$) 90° in fase voor bij v_a. De beide stromen zijn dus tegengesteld. Laten we de frequentie van lage waarden af toenemen, dan neemt I_{ca} evenredig met $1/\omega$ af, omdat de produktie van extra ladingdragers gedurende een halve periode van positieve v_a evenredig is met het oppervlak *A* in fig. 7. De amplitude $I_{cap\,a}$ van $i_{cap\,a}$ neemt daarentegen evenredig met ω toe. Het quotiënt $i_{cap\,a}/i_{ca}$ is dus evenredig met ω^2, en negatief: $i_{cap\,a}/i_{ca} = -k\omega^2$; hierin is k een positieve evenredigheidsfactor. De *lawinefrequentie* ω_a is nu gedefinieerd als die frequentie waarbij $i_{cap\,a}$ en i_{ca} elkaar juist compenseren, en waarbij de *totale wisselstroom* i_t dus *nul is*. De factor k is dus gelijk aan $1/\omega_a^2$, zodat er geldt:

$$i_{cap\,a}/i_{ca} = -\omega^2/\omega_a^2. \tag{6}$$

Voor de totale wisselstroom i_t geldt:

$$i_t = i_{cap\,a} + i_{ca} = (1 - \omega^2/\omega_a^2) i_{ca}. \tag{7}$$

De zo ingevoerde grootheid ω_a in verg. (6) is uiteraard onafhankelijk van ω. Ook is ω_a onafhankelijk van V_a, omdat I_{ca} en $I_{cap\,a}$ beide evenredig met V_a zijn. Beide beweringen zijn echter alleen geldig zolang de lawinelaag zich lineair gedraagt. Bij grotere V_a is I_{ca} niet meer evenredig met V_a (fig. 8); zelfs is $i_{cap\,a}/i_{ca}$ niet meer evenredig met ω^2. Toch zullen wij ook bij grotere V_a de vergelijkingen (6) en (7) blijven gebruiken. De grootheid ω_a daarin is dan echter een functie van V_a en ω. Omdat I_{ca} dan *minder* dan evenredig met V_a toeneemt (zie fig. 8), neemt ω_a af bij toenemende V_a. Voor grafieken van ω_a als functie van V_a zoals deze uit de meer gedetailleerde theorie volgen, verwijzen we naar fig. 11.

Ten slotte merken we nog op dat bij het lawineproces de produktie van extra ladingdragers steeds evenredig is met het reeds aanwezige aantal. Voor de lineaire benadering betekent dit dat I_{ca} evenredig is met I_0; aangezien $I_{cap\,a}$ onafhankelijk is van I_0, volgt uit verg. (6) dat ω_a^2 *evenredig is met* I_0. Dit blijkt voor grotere V_0 te blijven gelden.

In de uitdrukkingen voor de impedantie Z en de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

weerstand R van de diode die straks zullen volgen, komen het signaalniveau (V_a) en de voedingsstroom I_0 niet expliciet voor, de lawinefrequentie ω_a wel; ω_a vervult dus de rol van een „tussenvariabele", die de afhankelijkheid van V_a en I_0 geeft.

In wat volgt zullen wij ons van de complexe rekenwijze bedienen om de relaties tussen de wisselspanningen en -stromen van hoekfrequentie ω aan te geven. Wij zullen daarbij geen nieuwe symbolen invoeren, maar veronderstellen dat de grootheden v_a, i_{ca}, enz. van de tijd afhangen volgens exp jωt.

Het driftgebied

De convectiestroom is steeds evenredig met de concentratie van de ladingdragers en de waarde ervan in het driftgebied loopt dus mee met de ladingsvariaties (zie fig. 5). De stroom i_{cd} is dus des te verder in fase achter bij de lawinestroom i_{ca} naarmate de beschouwde doorsnede verder van de lawinelaag af ligt. Preciezer gezegd: de waarde van i_{cd} op afstand x van de lawinelaag is ten tijde t gelijk aan i_{ca} ten tijde $t - x/u_s$. Bij gebruik van de complexe rekenwijze geldt dus $i_{cd}(x) = i_{ca} \exp(-\mathrm{j}\omega x/u_s)$. Integreert men dit over x van 0 tot l_d, de lengte van het driftgebied, en deelt men door l_d, dan vindt men het gezochte gemiddelde $\overline{i_{cd}}$, en daarmee de inductiestroom i_i. De uitkomst is:

$$i_i = \Phi\, i_{ca}, \tag{8}$$

waarin Φ de volgende complexe functie is:

$$\Phi = \frac{\sin\theta}{\theta} - \mathrm{j}\,\frac{\sin^2 \frac{1}{2}\theta}{\frac{1}{2}\theta}. \tag{9}$$

Hierin is θ gelijk aan $\omega\tau$, de zg. loophoek. De looptijd τ hangt direct samen met l_d volgens $l_d = u_s\tau$. Zoals eerder gezegd, gaat het erom dat i_i een fasedraaiing vertoont ten opzichte van i_{ca}, dus dat Φ niet reëel is. Het zal later blijken dat de optimale waarde van θ — de reeds genoemde $0{,}74\pi$ — in feite die waarde is waarvoor het imaginaire stuk van Φ maximaal is.

De impedantie van een lawine-looptijddiode

Maken we een vectordiagram van de verschillende wisselspanningen en -stromen in het complexe vlak (*fig. 9*), dan zien we gemakkelijk dat de impedantie van de diode een negatief reëel deel heeft als $\omega_a < \omega$ is [12].

We zetten de spanning over de lawinelaag v_a langs de positieve imaginaire as uit. De convectiestroom i_{ca}, de capacitieve stroom $i_{cap\,a}$ (die gelijk is aan j$\omega C_a v_a$) en de totale stroom i_t door het lawinegebied komen dan langs de reële as te staan, i_{ca} langs de positieve, j$\omega C_a v_a$ langs de negatieve, en i_t, gesteld dat $\omega_a < \omega$ is, eveneens langs de negatieve. De stroom $i_i = \Phi i_{ca}$, die in het externe circuit wordt geïnduceerd door de elektronen in het driftgebied, komt in de onderhelft van het complexe vlak terecht (zie verg. (9), θ is positief). De capacitieve stroom in het driftgebied $i_{cap\,d}$ (gelijk aan j$\omega C_d v_d$) wordt verkregen door i_i vectorieel van i_t af te trekken, en valt in de bovenhelft. De spanning over het driftgebied v_d valt dus in de rechterhelft en de totale spanning over de diode $v_t = v_a + v_d$ eveneens. De impedantie van de diode $Z = v_t/i_t$ valt, doordat i_t negatief reëel is, in de linkerhelft en heeft dus een negatief reëel deel.

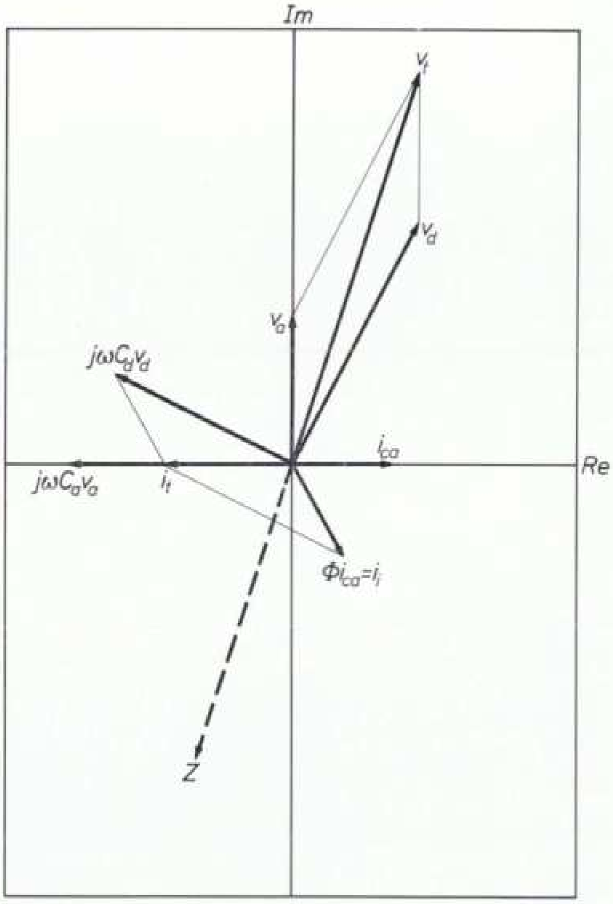


Fig. 9. Vectordiagram in het complexe vlak van spanningen en stromen met hoekfrequentie ω (zie fig. 6) in de lawine-looptijddiode.

Het is duidelijk dat er twee dingen essentieel zijn om Z een aanzienlijk negatief reëel deel te geven:

1) Het quotiënt i_i/i_{ca} moet negatief zijn, dus ω_a moet kleiner zijn dan ω.
2) De looptijd in het driftgebied moet voldoende groot zijn. Is dit niet het geval, dan is i_i vrijwel reëel en j$\omega C_d v_d$ bijgevolg ook. Maar dan is v_d vrijwel zuiver imaginair en v_t en Z derhalve eveneens.

We kunnen de impedantie natuurlijk ook direct berekenen. Combineren we de gelijkheden $Z = v_t/i_t = (v_a + v_d)/i_t$, $v_a = i_{cap\,a}/\mathrm{j}\omega C_a$, $v_d = i_{cap\,d}/\mathrm{j}\omega C_d$ met verg. (3), (6), (7) en (8), dan vinden we:

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$$Z = \frac{1}{j\omega C_a(1-\omega_a^2/\omega^2)} + \frac{1}{j\omega C_d}\left(1 - \frac{\Phi}{1-\omega^2/\omega_a^2}\right). \tag{10}$$

Voor het reële deel van de impedantie geldt:

$$R = \mathrm{Re}\,Z = \mathrm{Re}\,\frac{-\Phi}{j\omega C_d\,(1-\omega^2/\omega_a^2)} =$$

$$= \frac{1}{\omega C_d\,(1-\omega^2/\omega_a^2)}\;\frac{\sin^2\frac{1}{2}\theta}{\frac{1}{2}\theta}. \tag{11}$$

In *fig. 10* is $-R$, voor een bepaalde waarde van ω, getekend als functie van ω_a. Hier zien we nogmaals duidelijk dat ω_a kleiner dan ω moet zijn om een negatieve weerstand te krijgen.

Instelling en prestaties van de diode

Om na te gaan hoe een diode van het beschreven model zich instelt, en wat hij theoretisch kan presteren, stellen we ons voor dat hij is aangesloten op een impedantie $Z_L = R_L + jX_L$, waardoor er een kring ontstaat die kan oscilleren. We veronderstellen dat verliezen in de diode zelf, die tot nog toe buiten beschouwing zijn gebleven, in rekening kunnen worden gebracht met een parasitaire serieweerstand R_s.

In een stationaire oscillatietoestand van de schakeling is de totale impedantie Z_t nul:

$$Z_t \equiv Z + R_s + Z_L = 0. \tag{12}$$

Deze vergelijking voor complexe grootheden is equivalent met twee vergelijkingen voor reële grootheden:

$$\mathrm{Re}\,Z_t \equiv R + R_s + R_L = 0, \tag{12a}$$

$$\mathrm{Im}\,Z_t \equiv X + X_L = 0. \tag{12b}$$

Hieruit kunnen de frequentie en het niveau van de oscillatie worden bepaald.

Bij een gegeven diode hebben we nu drie parameters ter beschikking: de externe parameters X_L en R_L, en de gelijkstroom door de diode I_0. Deze laatste zit, evenals V_a, in (10) verscholen in ω_a. Ruwweg gesproken wordt met X_L de schakeling afgestemd op een bepaalde frequentie, met R_L de externe schakeling aangepast aan de diode (zodat het beschikbare vermogen geheel wordt afgeleverd), en met I_0 het oscillatieniveau geregeld. Dit zijn geen onafhankelijke procédés. Wèl echter volgt uit (12) in combinatie met (10) dat ω *alleen* een functie is van X_L en R_L, niet van I_0 en V_a [13]. Binnen het raam van het gegeven model geldt dus dat *regeling van het oscillatieniveau met I_0 de frequentie niet beïnvloedt.*

[12] G. A. Acket en M. T. Vlaardingerbroek, Festkörperprobleme **9**, 280, 1969.
[13] M. T. Vlaardingerbroek en J. J. Goedbloed, Philips Res. Repts. **25**, 452, 1970.

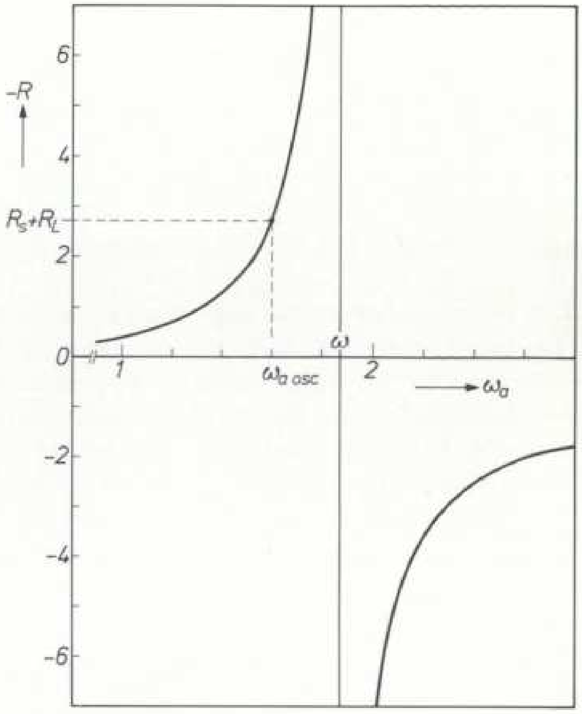


Fig. 10. De negatieve weerstand van de diode, $-R$, als functie van de lawinefrequentie ω_a volgens verg. (11), bij een bepaalde signaalfrequentie ω. Bij oscillatie heeft $-R$ de waarde $R_s + R_L$ (zie verg. 12a). Daaruit volgt de waarde $\omega_{a\,osc}$ die ω_a bij oscillatie aanneemt, en daaruit weer (zie fig. 11) het oscillatieniveau. De eenheid voor R is zodanig gekozen dat langs de ordinaat in feite de factor $1/(1-\omega^2/\omega_a^2)$ is uitgezet; voor de eenheid van ω_a zie fig. 11.

Dat ω niet van I_0 en V_a afhangt zien we als volgt. Substitutie van (10) in (12) levert een vergelijking waaruit $(\omega_a/\omega)^2$ kan worden opgelost:

$$(\omega_a/\omega)^2 = g(R_L, X_L, \omega). \tag{13}$$

Hieruit kunnen ω en ω_a worden bepaald door gelijkstelling van de reële delen en van de imaginaire delen. Aangezien ω_a reëel is, bevat één van de vergelijkingen, namelijk $\mathrm{Im}\,g = 0$, alléén ω, R_L en X_L, maar niet ω_a, dus niet I_0 en V_a.

De instelling van de diode vinden we nu gemakkelijk met behulp van fig. 10 in combinatie met *fig. 11*. In deze laatste figuur is ω_a uitgezet als functie van V_a bij verschillende I_0 volgens de in het aanhangsel geschetste theorie. We kiezen, met behulp van X_L, een bepaalde oscillatiefrequentie ω. Aangezien $-R$ de waarde $R_s + R_L$ moet hebben (verg. 12a), lezen we in fig. 10 onmiddellijk de vereiste waarde $\omega_{a\,osc}$ van ω_a af, en vervolgens in fig. 11 het oscillatieniveau V_a dat daaruit volgt bij een gegeven voedingsstroom I_0. We zien ook dat oscillaties pas mogelijk zijn als I_0 een bepaalde waarde, I_{start}, overschrijdt.

Bij gegeven ω kan men uit de figuren 10 en 11 ook het directe verband tussen $-R$ en V_a (bij verschillende I_0) afleiden. Het resultaat ziet men in *fig. 12*. Hierin leest men direct af bij welke combinaties van I_0 en V_a aan de voorwaarde $-R = R_s + R_L$ is voldaan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Geeft men I_0 aan het begin van een proef ($V_a = 0$) plotseling de waarde van kromme *3* in fig. 12 (punt *A*), dan is, omdat $-R$ groter dan $R_s + R_L$ is, de situatie *instabiel*: er treden oscillaties op van toenemende amplitude V_a; deze toeneming gaat door tot het punt *B* is bereikt. Verhoogt men vervolgens I_0 tot de waarden *4*, *5*, . . . , dan stelt de oscillatie zich in op de punten *C*, *D*, . . . ; bij elke I_0 leest men de bijbehorende V_a af.

Een merkwaardige situatie doet zich voor als men I_0 aan het begin van de proef ($V_a = 0$) plotseling de waarde van kromme *5* geeft (punt *E*). Alle weerstanden in de schakeling zijn positief, elke fluctuatie wordt uitgedempt, de situatie is stabiel op signaalniveau nul. Lukt het echter een signaal op te drukken dat zo groot is dat men de verticale asymptoot van kromme *5* passeert, dan stabiliseren de oscillaties zich op het punt *D*. Vaak gebeurt dat vanzelf door de inschakelstoot.

Het vermogen dat de diode aan de uitwendige weerstand R_L levert is $\frac{1}{2}I_t^2R_L$, waarin I_t de amplitude van de totale wisselstroom i_t is. Gebruik makend van de vergelijkingen (12a), (11) en (7) kan men voor dit uitgangsvermogen P_o schrijven [7] [9]:

$$P_o = \tfrac{1}{2}I_{ca}^2 \, \frac{1}{\omega^2 C_d^2} \left(\frac{\sin^2 \frac{1}{2}\theta}{\frac{1}{2}\theta}\right)^2 \frac{R_L}{(R_s + R_L)^2}. \qquad (14)$$

P_o hangt af van I_{ca}, dus van het signaalniveau V_a (zie fig. 8), dat men bij een gegeven voedingsstroom I_0 nog op de boven beschreven wijze moet vaststellen.

Wordt de belasting aangepast aan de diode, d.w.z. R_L gelijk gekozen aan R_s, dan levert de diode bij gegeven I_0 het „beschikbare vermogen" P_a. Is V_a zo groot dat we $I_{ca} = 2I_0$ kunnen stellen (zie fig. 8), dan vinden we voor P_a:

$$P_a = \frac{I_0^2}{2\omega^2 R_s C_d^2} \left(\frac{\sin^2 \frac{1}{2}\theta}{\frac{1}{2}\theta}\right)^2 \qquad (V_a \to \infty). \qquad (15)$$

Om het rendement te vinden moet men P_a delen door het gelijkstroomvermogen I_0V_0, waarbij V_0 de gelijkspanning over de diode is.

Enkele experimentele resultaten

Tabel I geeft het uitgangsvermogen en het rendement van verschillende typen diodes die in ons laboratorium werden vervaardigd.

Volgens verg. (15) zou men het vermogen willekeurig groot kunnen maken door de voedingsstroom I_0 steeds verder op te voeren. In de praktijk kan dit natuurlijk niet: bij te grote I_0 wordt de diode te heet om nog goed te kunnen werken, de ontwikkelde warmte kan niet snel genoeg worden afgevoerd. Stroomdichtheden tot ongeveer 1000 A/cm² waren bij onze diodes in dit opzicht toelaatbaar. Er is echter een andere factor, die het haal-

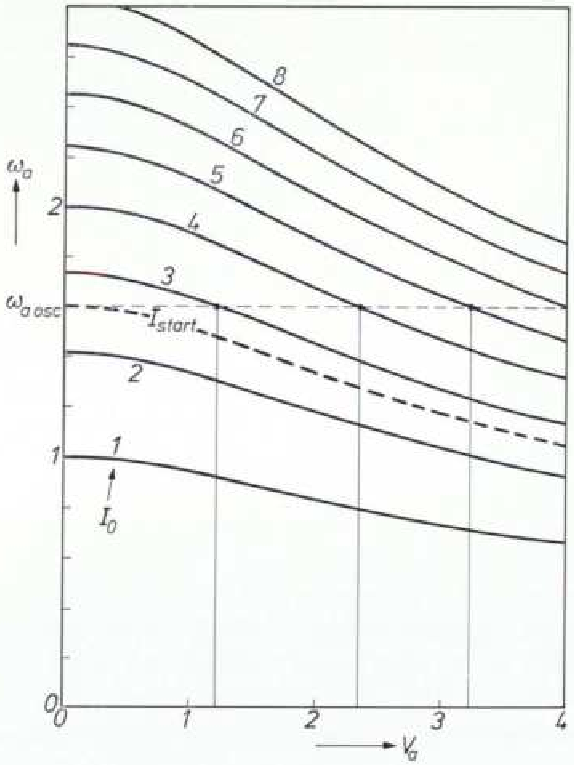


Fig. 11. De lawinefrequentie ω_a als functie van de amplitude V_a van de hf. spanning over het lawinegebied (volgens verg. (20) van het aanhangsel). Bij iedere I_0 volgt het oscillatieniveau uit $\omega_{a\,osc}$, de in fig. 10 gevonden waarde voor ω_a. Bij elke $\omega_{a\,osc}$ behoort een startstroom I_{start}, d.i. de waarde van I_0 waarbij de schakeling gaat oscilleren als men I_0 opvoert. Voor V_a is dezelfde eenheid gebruikt als in fig. 8. De eenheid voor I_0 is willekeurig, de eenheid voor ω_a is de waarde die ω_a bij kleine signalen aanneemt als I_0 de eenheidswaarde heeft (zie ook het aanhangsel).

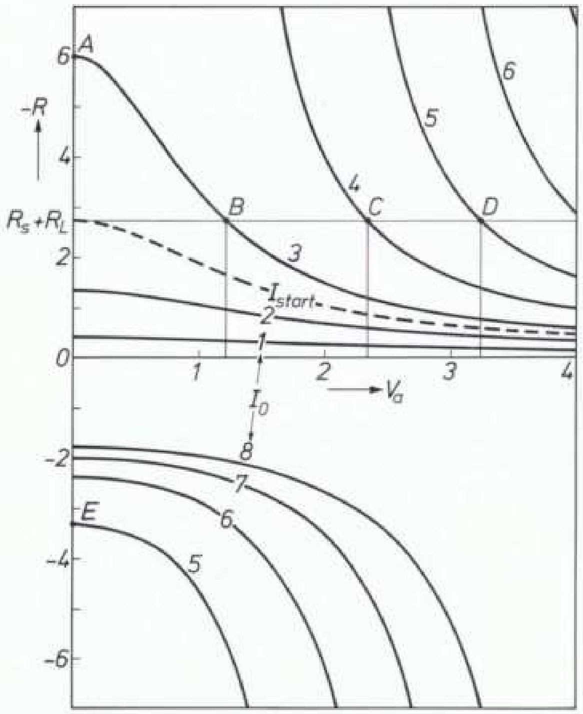


Fig. 12. De negatieve diodeweerstand $-R$ als functie van V_a. Deze krommen vindt men door de figuren 10 en 11 te combineren. Men leest hieruit direct het oscillatieniveau af bij gegeven $R_s + R_L$ en I_0.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Tabel I. Uitgangsvermogen P_o en rendement η van enige typen in het Philips-laboratorium vervaardigde diodes. Ook is voor enkele typen de „maximaal toelaatbare spanningszwaai" vermeld (zie tekst hiernaast), uitgedrukt als fractie γ van de doorslagspanning.

type diode	f	P_o	η	γ
Si-P^+N	5 GHz	1,5 W	7%	
Si-P^+N	6 GHz	1,4 W	7%	
Si-N^+P	6 GHz	1,3 W	6%	
Si-Schottky-b.	7 GHz	0,6 W	5%	
Si-P^+N	9 GHz	0,9 W	7%	0,37
Si-N^+P	9 GHz	0,8 W	6%	
Si-Schottky-b.	9 GHz	0,3 W	5%	
Ge-N^+P	9 GHz	0,5 W	14%	0,50
GaAs-Schottky-b.	9 GHz	0,7 W	15%	0,45

bare vermogen sterker beperkt dan dit thermische effect zou doen; daarop gaan wij nu wat uitvoeriger in.

Bij kleine stroomsterkten (30 à 40 mA) blijkt er een goede overeenstemming te bestaan tussen theorie en experiment. *Fig. 13* geeft daarvan een voorbeeld. Daarin is het uitgangsvermogen van een grote serie diodes, die duidelijke verschillen vertoonden in de serieweerstand R_s en de capaciteit C, uitgezet tegen $(R_sC^2)^{-1}$; voedingsstroom en frequentie waren voor alle gevallen hetzelfde. Men ziet dat de tendentie van de theorie (de rechte lijn) goed wordt gevolgd [14].

Bij grotere stroomsterkten (maar niet zo groot dat het thermische effect een rol speelt) wordt het maximale

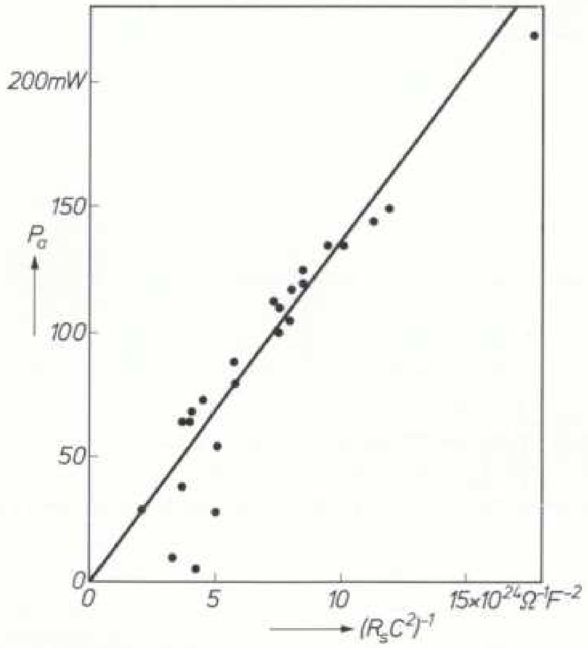


Fig. 13. Het beschikbare vermogen P_a als functie van $(R_sC^2)^{-1}$ voor een groot aantal diodes met uiteenlopende waarden van de verliesweerstand R_s en de capaciteit C, volgens Van Iperen, Tjassens en Goedbloed [14]. De frequentie was steeds 10 GHz, de voedingsstroom 40 mA. Volgens verg. (15) is het verband tussen P_a en $(R_sC^2)^{-1}$ lineair. De in verg. (15) voorkomende capaciteit C_d is gelijk aan $C(l_a + l_d)/l_d$.

uitgangsvermogen echter duidelijk lager dan uit de theorie volgt. Dit werd vooral duidelijk bij metingen aan een serie diodes waarbij de verliesweerstand R_s van ca. 1 Ω tot ca. ½ Ω was verminderd, en waarbij sterkere voedingsstromen werden gebruikt. Het grotere vermogen dat men op grond van verg. (15) zou mogen verwachten werd daarbij niet bereikt. We merken op dat zowel het verkleinen van R_s als het vergroten van I_0 tot een grotere spanningszwaai leidt (zoals men b.v. in fig. 12 direct ziet). Het falen van de theorie blijkt dan ook direct samen te hangen met de grootte van de spanningszwaai. Er is namelijk een *maximaal toelaatbare spanningszwaai*, die voor elk type diode een bepaalde fractie van de doorslagspanning bedraagt; daarboven is de diode niet meer actief en faalt de theorie. Dit wordt bevestigd door impedantiemetingen die in dit laboratorium door Van Iperen en Tjassens zijn verricht [15] aan Ge-N^+P- en Si-P^+N-diodes alsmede aan GaAs-diodes met Schottky-barrière, en waar wij nu in het kort op ingaan.

Het betreft hier metingen van de impedantie als functie van het signaalniveau; deze worden in twee stappen uitgevoerd. In de eerste plaats wordt met behulp van een impedantiemeetbrug voor microgolfschakelingen bij één en dezelfde frequentie de *impedantie voor kleine signalen* gemeten als functie van de voedingsstroom; bij de meting wordt steeds gezorgd dat de diode niet oscilleert. Het resultaat voor een Ge-N^+P-diode ziet men in *fig. 14*. Daarbij is tevens vóór doorslag de impedantie gemeten als functie van de gelijkspanning. De weerstand bij het begin van doorslag, als I_0 nog nul is, is R_s; dan is ω_a immers nul en R derhalve eveneens (zie verg. 11). De transformatie van golfpijpnaar diodeparameters is bij deze meting een moeilijk punt [16].

De resultaten van deze meting zijn nodig bij de volgende stap, het bepalen van de *impedantie voor grote signalen*. De diode wordt daarbij opgenomen in een coaxiale trilholte. Bij een gegeven instelling van de trilholte en de uitwendige belasting vergroot men de gelijkstroom, totdat de diode juist gaat oscilleren. De impedantie van de diode is op dat moment bekend; deze is namelijk de, tevoren gemeten, impedantie voor kleine signalen. Tevens is dan de impedantie van de belaste trilholte bekend ($Z_{totaal} = 0$). Bij dezelfde instelling van de trilholte en de uitwendige belasting wordt nu het uitgangsvermogen gemeten bij een aantal grotere stroomsterkten. Dit levert in een $-R, V_t$-gra-

[14] B. B. van Iperen, H. Tjassens en J. J. Goedbloed, Proc. IEEE **57**, 1341, 1969.
[15] B. B. van Iperen en H. Tjassens, Proc. MOGA Conf., Amsterdam 1970, blz. 7-27.
[16] B. B. van Iperen, IEEE Trans. **MTT-16**, 961, 1968.
B. B. van Iperen en H. Tjassens, Philips Res. Repts. **27**, 38, 1972 (no. 1).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

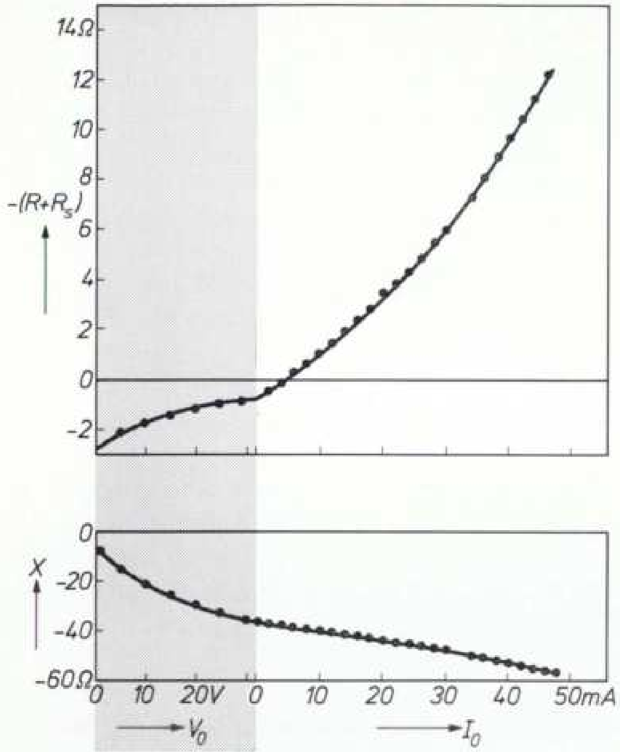


Fig. 14. De impedantie (negatieve weerstand $-(R + R_s)$ en reactantie X) van een Ge-N^+P-diode voor kleine signalen (volgens Van Iperen en Tjassens [15]). Links, in het grijze gebied, de situatie vóór doorslag; de gemeten waarden zijn hier uitgezet als functie van de gelijkspanning V_0 over de diode. Rechts hiervan (na doorslag) zijn ze uitgezet als functie van de voedingsstroom I_0.

fiek (*fig. 15*) een reeks punten op een horizontale lijn; de diode-impedantie heeft immers steeds dezelfde waarde, namelijk het tegengestelde van de onveranderde impedantie van de belaste trilholte, terwijl het uitgangsvermogen evenredig is met V_t^2. Dit wordt bij andere instellingen van de trilholte herhaald, waarbij men de schakeling telkens bij dezelfde frequentie laat oscilleren. Verbinding van de punten die bij dezelfde I_0 behoren, levert het gezochte verband tussen impedantie en signaalniveau.

Fig. 15 geeft de resultaten voor een germaniumdiode en voor een siliciumdiode. De theoretische krommen in deze figuren corresponderen met krommen als *1*, *2*, *3* in fig. 12, waarbij V_a en V_t (zie fig. 6) nog in elkaar moeten worden omgerekend. Voor zwakke signalen is de theorie voor germanium zeer goed en voor silicium matig goed. Men ziet echter duidelijk wat wij hierboven beweerden: de theorie faalt voor sterke signalen. De „maximale spanningszwaai", de waarde van V_t waarbij de (geëxtrapoleerde) negatieve weerstand nul wordt, is niet sterk afhankelijk van de voedingsstroom. Deze maximale V_t is voor elk type diode een bepaalde fractie γ van de doorslagspanning. Waarden van γ zijn opgenomen in tabel I. Uit deze tabel blijkt dat het rendement bijzonder groot is in die diodes (de Ge- en GaAs-diodes) waarin ook de maximale spanningszwaai relatief groot is. Blijkbaar wordt het haalbare rendement sterk bepaald door de maximale spanningszwaai [17]. Op de mechanismen waaraan het optreden van een grens voor de spanningszwaai toegeschreven zou kunnen worden [18], gaan wij in dit overzicht niet nader in.

Ruis

De waarde van een oscillator wordt voor een aanzienlijk gedeelte bepaald door zijn ruiseigenschappen. Terwijl de ideale oscillator op één frequentie met constante amplitude zou oscilleren, vertoont elke werkelijke oscillator voortdurend fluctuaties in frequentie (frequentieruis) en amplitude (amplituderuis).

Bij de lawine-looptijddiode is de voornaamste bron van de ruis de, door het lawine-effect opgeblazen, „korreligheid" van de voedingsstroom (hagelruis) in de lawinelaag. Deze ruisbron beschrijft men met behulp van de zg. primaire ruisstroom [19]; dit is de ruisstroom die door de diode zou lopen als de spanning over het lawinegebied constant was.

De primaire ruisstroom doet zich op twee manieren in het uitgangssignaal van de oscillator gelden. 1) Laagfrequente componenten, die door de selectiviteit van de schakeling niet direct in het uitgangssignaal terecht kunnen komen, moduleren wel de voedingsstroom, en veroorzaken zodoende, indirect, „modulatieruis" in het uitgangssignaal. 2) De hoogfrequente componenten waarvan de frequentie vlak bij de oscillatorfrequentie ligt, komen, versterkt door de schakeling, wel direct in het uitgangssignaal terecht („intrinsieke ruis").

Modulatieruis

De laagfrequente componenten van de primaire ruisstroom geven een — ten opzichte van het hoogfrequente signaal langzame — modulatie van de diode-instelling en dus van de diode-impedantie. Wil de totale impedantie daarbij nul blijven — voorwaarde voor oscillatie —, dan moeten ook de amplitude en de frequentie van de oscillatie zich steeds wijzigen; men kan dus in het algemeen hierdoor amplitude- en frequentieruis verwachten [13]. Nu heeft in het besproken model van de diode verandering van de voedingsstroom geen invloed op de frequentie (zie blz. 205), zodat daarin modulatieruis alleen een amplitudekarakter kan hebben. De frequentieruis ten gevolge van modulatie die in werkelijke diodes toch wel optreedt, valt dus buiten het besproken model; de amplituderuis daarentegen kan men er bevredigend mee analyseren [20]. Modulatieruis kan worden verminderd door een grote serieweerstand in de voedingsschakeling aan te brengen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Intrinsieke ruis

Bij kleine signalen kunnen we ons de intrinsieke ruis als volgt voorstellen. In een ideale oscillatorkring is de totale weerstand nul, en de oscillatiefrequentie stelt zich zó in dat de reactantie ook nul is. Een dergelijke kring is volledig ontdempt en heeft dus een oneindige kwaliteit, of wel: hij oscilleert bij slechts één frequentie. Nemen we nu een stroombron (b.v. de primaire ruisstroom) in de kring op, dan hoeft hij niet meer geheel ontdempt te zijn om oscillaties te vertonen. De oscillerende kring heeft nu een totale weerstand die ongelijk nul is, de kwaliteit is niet meer oneindig, en het signaalspectrum heeft dus een zekere breedte. Naarmate de primaire ruisstroom groter is behoeft men de oscillerende kring minder te ontdempen en wordt het spectrum breder, wat betekent dat de ruis toeneemt. We hebben de indruk dat de intrinsieke ruis in hoofdzaak frequentieruis is. Deze kan worden verminderd door een trilholte van hoge kwaliteit in de kring op te nemen.

Samenvattend, en grof schematiserend, zouden we kunnen zeggen dat een lawine-looptijdoscillator amplituderuis vertoont die in wezen modulatieruis is, en frequentieruis die in wezen intrinsiek is.

Gewapend met deze inzichten aangaande de ruis en met de eerder geschetste theorie van de diode kan men een analytisch verband afleiden tussen de primaire ruisstroom van een diode en het ruisspectrum van een oscillator met deze diode [13]. Dit verband kan experimenteel worden getoetst, waarbij de primaire ruisstroom wordt gemeten aan de niet-oscillerende diode, en de overige diode-parameters worden bepaald via impedantiemetingen zoals hierboven beschreven zijn. Er blijkt zowel voor modulatieruis [20] als voor intrinsieke ruis [21] een goede overeenstemming te bestaan tussen theorie en experimentele resultaten, mits het uitgangsniveau niet te hoog is en de schakeling niet op hogere harmonischen wordt afgestemd.

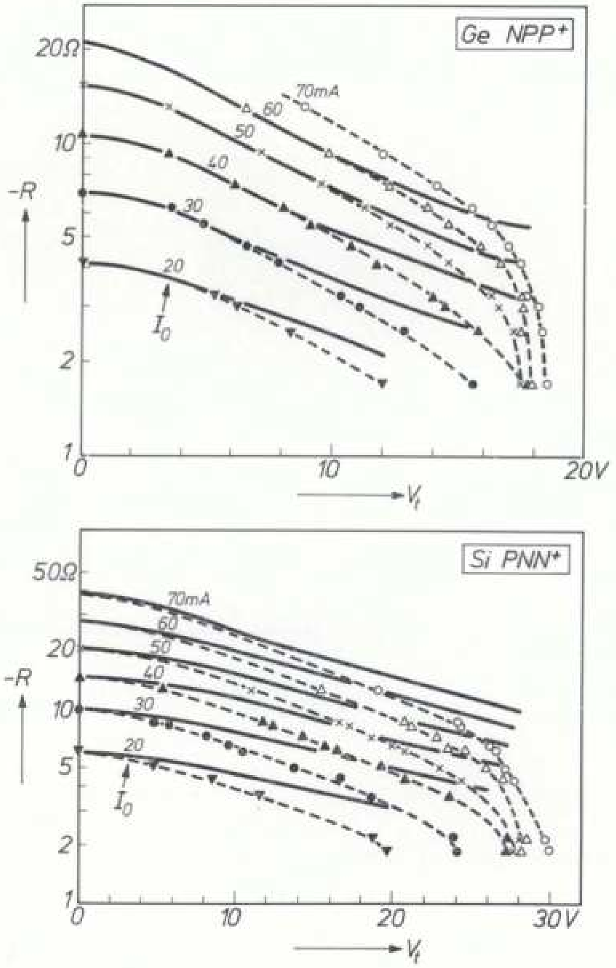


Fig. 15. De negatieve weerstand $-R$ als functie van de amplitude V_t van de wisselspanning over de diode, volgens de geschetste theorie (getrokken krommen) en de metingen (meetpunten, gestreepte krommen), voor twee diodes, volgens Van Iperen en Tjassens [15]. Voor iedere diode is de gehele schaar van theoretische krommen slechts op twee punten (b.v. $-R$ bij $V_t = 0$, $I_0 = 20$ mA en $-R$ bij $V_t = 0$, $I_0 = 70$ mA) aan de metingen aangepast.

Tabel II. Halve breedte Δf_0 (in Hz) van het oscillatorspectrum op halve hoogte, afgeleid uit de resultaten van ruismetingen aan vier verschillende typen diodes. LQ zonder, HQ met stabiliserende trilholte in de oscillatorschakeling.

diode	LQ	HQ
Si-P^+N	9500	180
Ge	3000	43
GaAs	1800	14
Si-N^+P	380	3,0

Ten slotte vermelden we in *tabel II* enkele van onze meetresultaten aangaande intrinsieke ruis, om een indruk te geven van het ruisniveau van de verschillende typen diodes. De metingen zijn verricht met behulp van een zeer eenvoudige oscillatorkring. In tabel II zijn de resultaten uitgedrukt in de halve breedte Δf_0 die het oscillatiespectrum op halve hoogte theoretisch heeft als de verbreding alleen door frequentieruis wordt veroorzaakt. Voor een nadere toelichting over de wijze waarop Δf_0 uit de meetresultaten wordt afgeleid verwijzen we naar *fig. 16*. Zoals ook uit de tabel blijkt, kan men de ruis aanzienlijk verminderen door in de schakeling een trilholte met hoge kwaliteit op te nemen.

[17] Het verband tussen een bovengrens voor het rendement en de maximale spanningszwaai wordt gegeven door vergelijking (14) van het artikel van Mouthaan in dit nummer, blz. 221.

[18] B. B. van Iperen en H. Tjassens, Proc. IEEE **59**, 1032, 1971, (no. 6).
E. Allamando, E. Constant, G. Salmer en A. Semichon, Acta Electronica **12**, 211, 1969.
Zie ook Mouthaan [9], blz. 49 en 50.

[19] M. E. Hines, IEEE Trans. **ED-13**, 158, 1966.

[20] J. J. Goedbloed, Proc. MOGA Conf., Amsterdam 1970, blz. 12-36.

[21] J. J. Goedbloed, Electronics Letters **7**, 445, 1971 (no. 16).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

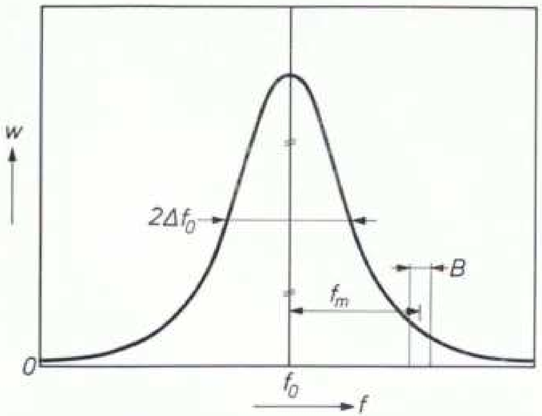


Fig. 16. De spectrale energieverdeling w als functie van de frequentie f in een door frequentieruis verbrede oscillatielijn. Per definitie is $w = dP_0/df$, waarin dP_0 het vermogen is dat in een bandje ter breedte df wordt afgegeven. Bij frequentieruismetingen bepaalt men gewoonlijk het vermogen in een bandje B (in ons geval 100 Hz) op zekere afstand f_m (in ons geval 100 kHz) van de centrale frequentie f_0, relatief ten opzichte van het totaal afgegeven vermogen. Bij ruisbeschouwingen is het gebruikelijk daaruit de middelbare amplitude Δf_{rms} van de frequentiezwaai te berekenen die met de frequentieruis in dit bandje overeenkomt. Vrij algemeen is Δf_{rms} onafhankelijk van f_m, en hangen Δf_{rms} en B samen volgens $(\Delta f_{rms})^2 = (1/\pi)\ \Delta f_0 B$, waarin Δf_0 de halve breedte op halve hoogte van het oscillatiespectrum is [13]. Deze relatie is gebruikt om de waarden voor Δf_0 in tabel II te berekenen.

Technologie

Bij de bespreking van enkele technologische aspecten van de vervaardiging van lawine-looptijddiodes bepalen wij ons weer tot de P^+N-diode van silicium. Wij hebben eveneens N^+P-diodes van silicium gemaakt, verder N^+P-diodes van germanium en diodes met Schottky-barrière van silicium [22] en GaAs (zie tabel I, blz. 207); daarbij gelden geheel overeenkomstige overwegingen.

Van technologisch standpunt bezien bestaat een P^+N-diode (*fig. 17*) uit een *substraat* van N^+-materiaal, waarop men epitactisch een N-laag (de *epitactische laag*) heeft laten groeien, die men vervolgens door diffusie gedeeltelijk in een P^+-laag (de *diffusielaag*) heeft omgezet. Wat er na diffusie van de N-laag over is, moet een bepaalde dikte hebben, die, zoals we straks nader zullen nagaan, nauw met de frequentie samenhangt. Bij een siliciumdiode voor 10 GHz moet die dikte b.v. ca. 3 μm zijn. De diffusielaag kan in dikte variëren van ca. 1 tot ca. 10 μm, afhankelijk van het type diode. Het substraat, dat bij verschillende stappen als drager fungeert, is in het algemeen dikker (b.v. 40 μm). Een gebruikelijke diode-diameter is 100 à 200 μm.

Wij hebben twee typen vervaardigd: *planaire diodes* (*fig. 18a*), die met de bekende planaire technieken worden gemaakt, en de wat minder gebruikelijke *mesa-diodes* (fig. 18*b*), die als „tafelbergen" (mesa's) blijven staan als het omgevende materiaal van een geprepareerde plak wordt weggeëtst.

Het type dat men kiest, de afmetingen en details van de technologie worden ingegeven door de volgende overwegingen.

Om te beginnen stellen we vast dat het depletiegebied aan de N-zijde van de PN-overgang bij voorkeur even breed moet zijn als het N-gebied (*fig. 19a*). Is het N-gebied daarvoor te groot (fig. 19*b*), dan geeft het niet-gedepleteerde gebied van de N-laag („unswept region") een ongewenste bijdrage tot de serieweerstand R_s (zie verg. 15). Reikt anderzijds de depletielaag tot in het N^+-gebied (fig. 19*c*), dan is de vereiste gelijkspanning over de diode (oppervlakte onder de $E(x)$-kromme), en dus het voedingsvermogen, groter dan nodig is. Heeft men de gewenste dikte van de depletielaag eenmaal vastgesteld (zie hieronder), dan moet men door de juiste dotering van het N-gebied de situatie van fig. 19*a* zien te bereiken. Aan dit punt hebben wij speciale aandacht besteed bij de eerder genoemde serie diodes met serieweerstand van ca. $\frac{1}{2}\ \Omega$ (blz. 207).

De *optimale dikte* van de depletielaag (en dus van de N-laag) wordt nu in eerste instantie bepaald door de waarde van θ — de reeds vaker genoemde $0{,}74\pi$ —

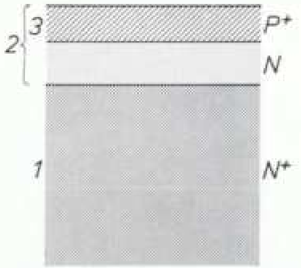


Fig. 17. Een P^+N-diode, schematisch, met *1* substraat, *2* epitactische laag en *3* diffusielaag.

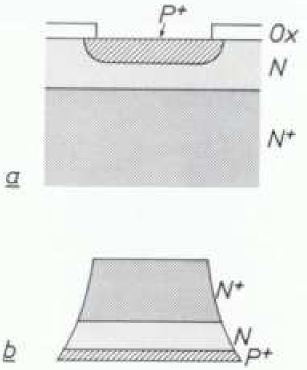


Fig. 18. *a*) Planaire P^+N-diode. *b*) Mesa-P^+N-diode. *Ox* oxidelaag.

waarvoor de factor $(\sin^2 \frac{1}{2}\theta)/\frac{1}{2}\theta$ in de uitdrukking voor het uitgangsvermogen (verg. 15) maximaal is. Omgerekend op de golflengte λ van de gewenste oscillaties ($\lambda = 2\pi c/\omega$) en de lengte l_d van het driftgebied

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

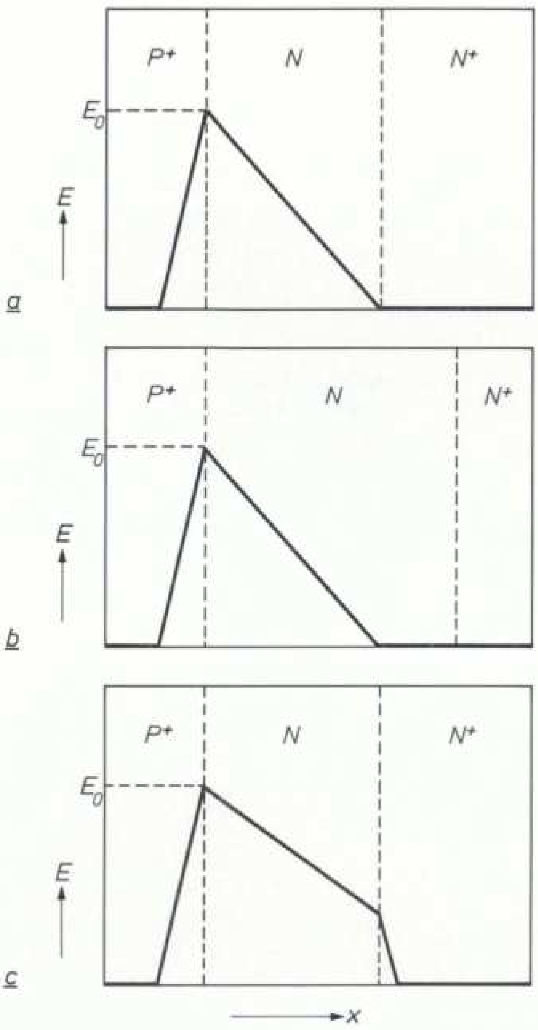


Fig. 19. Veldprofiel $E(x)$ in een P^+N-diode bij doorslag in drie situaties. *a)* De rechtergrens van het depletiegebied valt samen met de NN^+-overgang. *b)* Hij ligt in het N-gebied. *c)* Hij ligt in het N^+-gebied. De situatie (*a*) is de ideale.

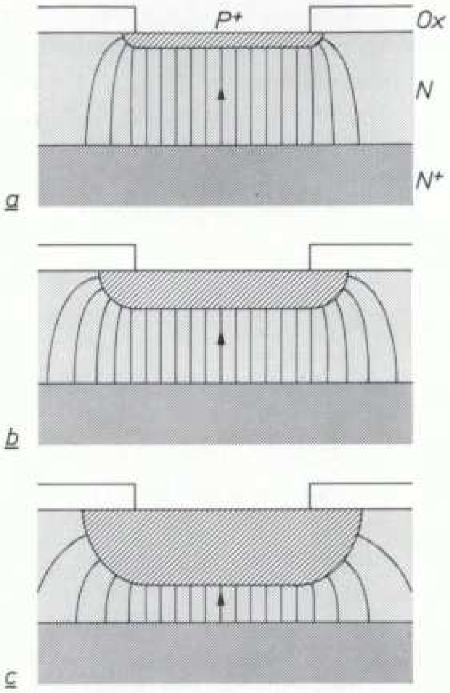


Fig. 20. Veldlijnen in planaire diodes met diffusielagen van verschillende dikte. In geval *a* treedt er door de kleine kromtestraal van de rand zeker randdoorslag op, in *b* is dit minder zeker, in *c* treedt zeker geen randdoorslag op.

($l_d = u_s\tau$) is de eis „$\omega\tau \approx 0{,}74\pi$" voor silicium ($u_s \approx 1 \times 10^7$ cm/s) ongeveer equivalent met de eis $l_d \approx 10^{-4}\,\lambda$. Voor silicium geldt dus de vuistregel dat we per cm golflengte 1 μm depletielaag-dikte moeten hebben; voor b.v. 3-cm-golven (10 GHz) dus een dikte van 3 μm. In tweede instantie moet men er ook nog rekening mee houden dat C_d van de dikte afhangt; daar gaan we hier niet op in.

De *diameter* van de diode moet beperkt blijven ten einde C_d beperkt te houden. Vooral bij hoge frequenties, waar de depletielaag dun moet zijn, speelt deze overweging een rol. Anderzijds geeft een te kleine diameter moeilijkheden met de afvoer van de geproduceerde warmte, waarover straks meer. Bij 10 GHz werken wij met diameters van ca. 140 μm, bij 30 GHz is het gewenst deze tot ca. 50 μm te beperken om een goed rendement te bereiken.

Het is van essentieel belang dat de diode over het gehele oppervlak van de *PN*-overgang *homogeen doorslaat*. Diodes waaraan op dit punt geen speciale zorg is besteed, vertonen bijna altijd doorslag aan de rand. Bij planaire diodes is dit het geval vanwege de scherpe rand van het diffusiegebied: door de kleine kromtestraal concentreert zich daar het veld (*fig. 20a*). Een diepere diffusie (fig. 20*b*) leidt tot een grotere kromtestraal en is dus als zodanig al gunstiger. Maakt men de diffusielaag aanmerkelijk dikker dan de resterende *N*-laag (fig. 20*c*), dan is de veldsterkte aan de rand zelfs kleiner dan in het midden. De doorslagspanning wordt nu bepaald door de dikte van de *N*-laag. Dit is de methode die men bij planaire diodes toepast om randdoorslag te voorkomen.

Een nadeel van deze methode, en daarmee van de planaire diode, is dat men altijd enigszins in de niet-ideale situatie van fig. 19*c* terechtkomt. Daar staat het voordeel tegenover dat men, uitgaande van hetzelfde epitactische materiaal, diodes met verschillende *N*-laagdikten, dus geschikt voor verschillende frequenties, kan maken door de diffusielaag meer of minder dik te laten worden. Zo hebben wij bij voorbeeld uit hetzelfde materiaal diodes zowel voor 5 GHz als voor 35 GHz gemaakt. De dikte van de *N*-laag volgt direct uit de

[22] D. de Nobel en H. G. Kock, Proc. IEEE **57**, 2088, 1969.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

doorslagspanning. Er is zelfs nog een correctiemogelijkheid achteraf, als men direct na de diffusie constateert dat de N-laag nog te dik is.

Bij mesadiodes moet men, om van homogene doorslag verzekerd te zijn, aandacht schenken aan de helling van het zijvlak. Vergelijken we de P^+N-diodes van *fig. 21a* en *b*, dan zien we dat de veldlijnen bij de PN-overgang in fig. 21*a* aan de rand worden samengedrongen, wat wijst op verhoging van de veldsterkte, terwijl zij in fig. 21*b* juist uitwaaieren; in het eerste geval treedt dus randdoorslag op, in het tweede geval niet. Van de mesa-P^+N-diodes is dus alleen het type van fig. 21*b* bruikbaar.

Inhomogene doorslag kan verder worden veroorzaakt door onvolmaaktheden in de PN-overgang. Dit betekent dat stofarm werken een eerste vereiste is. Dit geldt in het bijzonder voor de mesadiodes, waar de diffusielaag meestal zeer dun is (1 à 2 μm). Onzuiverheden aan het oppervlak kunnen daar bij de hoge temperatuur die voor de P^+-diffusie vereist is, gemakkelijk naar de overgang diffunderen.

Ten slotte de *warmteafvoer*. Deze is bepalend voor de gelijkstroom die kan worden gebruikt zonder dat de diode te heet wordt, en is dus mede bepalend voor het bereikbare vermogen (verg. 15). De gedissipeerde warmte is aanzienlijk. Bij een diode voor 5-cm-golven b.v. moet de depletielaag ca. 5 μm dik zijn; daarbij wordt de doorslagspanning ca. 120 V. Bij een stroom van 100 mA wordt er dus niet minder dan 12 W gedissipeerd. Goed warmtecontact met een koellichaam, b.v. van koper of zilver, dat zelf door water of lucht wordt gekoeld, is daarom noodzakelijk.

De planaire diode is in dit opzicht in het nadeel. Deze wordt namelijk met de substraatzijde op het koellichaam gemonteerd, en de ontwikkelde warmte moet dus altijd het relatief dikke substraat passeren.

Bij de mesa-P^+N-diode is een goede directe warmteafvoer mogelijk via de P^+-diffusielaag, die met het oog hierop zeer dun wordt gehouden (1 à 2 μm). Om een goed thermisch contact te waarborgen — en tevens de hanteerbaarheid te vergroten — worden de diodes tijdens de vervaardiging langs elektrolytische weg aan de diffusiekant voorzien van een dikke laag koper of zilver, die later op het koellichaam wordt gesoldeerd.

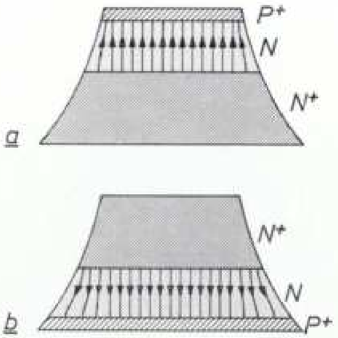


Fig. 21. Veldlijnen in P^+N-mesadiodes met tegengestelde volgorde der lagen, zodat gaande van N naar P^+ de doorsnede tegengesteld varieert. In geval (*a*) moet men randdoorslag in de PN-overgang verwachten, in geval (*b*) niet.

Hoewel er omstandigheden zijn waarin men aan de planaire diode de voorkeur geeft, biedt de mesadiode onzes inziens toch meer perspectief — vooral doordat men er *continu* een redelijk groot microgolfvermogen mee op kan wekken. Daarom, en omdat de planaire technieken welbekend zijn, zullen we de planaire diode verder laten rusten. We schetsen nu nog in het kort aan de hand van twee figuren hoe mesadiodes worden gemaakt.

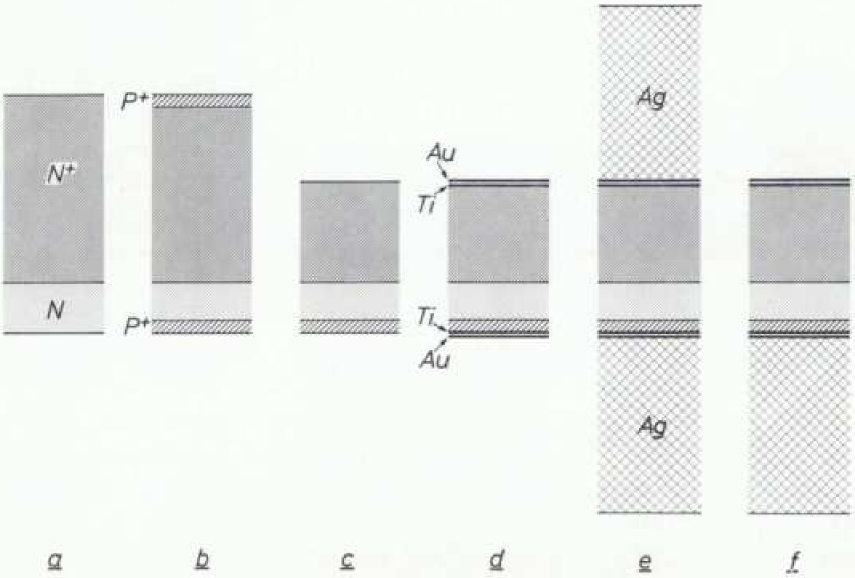


Fig. 22. Opeenvolgende stadia van een siliciumplak bij het maken van P^+N-mesadiodes volgens het in de tekst beschreven procédé.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De vervaardiging van mesadiodes

In *fig. 22* ziet men de verschillende stadia die een plak silicium doorloopt voordat er mesadiodes uit worden geëtst. De bewerkingen tussen deze stadia zijn de volgende:

a) Een plak N^+-silicium wordt van een epitactische N-laag (b.v. 5 μm dik) voorzien en aan de substraatzijde geslepen tot een 100 μm dikke, planparallelle plak.

b) Door boriumdiffusie ontstaat een P^+-laag aan beide zijden (1 à 2 μm).

c) De plak wordt aan de substraatzijde afgeëtst tot een dikte van ca. 40 μm. Dit is nodig om bij het mesa-etsen de juiste vorm en verhoudingen te verkrijgen.

d) Door verstuiven of opdampen wordt eerst een laagje titaan en vervolgens een laagje goud opgebracht (0,5 μm). Het goud dient als elektrisch en thermisch contact, het titaan om een goede hechting van het goud op het silicium te verkrijgen.

e) Een dikke laag zilver wordt elektrolytisch neergeslagen (100 μm).

f) Het zilver wordt aan de bovenkant weggeëtst met verdund salpeterzuur; dit tast de Ti-Au-laag niet aan.

De plak is nu gereed om tot mesadiodes te worden geëtst (*fig. 23*). Met een foto-etstechniek wordt de bovenlaag van Ti-Au weggeëtst op een raster na van ronde Ti-Au-vlakjes met een diameter van b.v. 160 μm. Deze fungeren als masker bij het mesa-etsen. In fig. 23*a* zijn enkele ets-stadia weergegeven. Door het zg. onderetsen onder de goudlaag ontstaat het typische mesaprofiel. Fig. 23*b* geeft de situatie na het etsen. De goudflappen aan de mesatoppen worden ultrasoon of door blazen met freon verwijderd. *Fig. 24* toont een raster van mesa's na deze bewerking alsmede een enkele diode in zijaanzicht. Vervolgens snijdt men de zilveren onderlaag in plakjes die elk één diode bevatten. Met de hier beschreven werkwijze verkrijgt men uit één plak silicium met een diameter van 3 cm enige honderden diodes.

Elke diode wordt vervolgens met de zilveren onderlaag op de bodem van een varactorhuisje (zie fig. 1) gesoldeerd. Een contactdraadje van goud (25 à 50 μm) wordt — door korte verhitting tot ca. 400 °C van het uiteinde van de capillair waarmee de draad wordt gemanipuleerd — op het substraat en op de rand van het varactorhuisje gelast; zie *fig. 25*. Ten slotte wordt het koperen hoedje, met een korte stroomstoot door de rand, op het huisje gelast, waarna de diode gereed is om te worden doorgemeten.

Met aldus vervaardigde mesadiodes hebben wij zeer goede resultaten verkregen, hetgeen wij vooral toeschrijven aan de combinatie van homogene doorslag en goede warmteafvoer. Een nadeel is dat de uiteindelijke vorm en diameter door etsen worden verkregen, hetgeen tot variaties in de diameter kan leiden. Voor

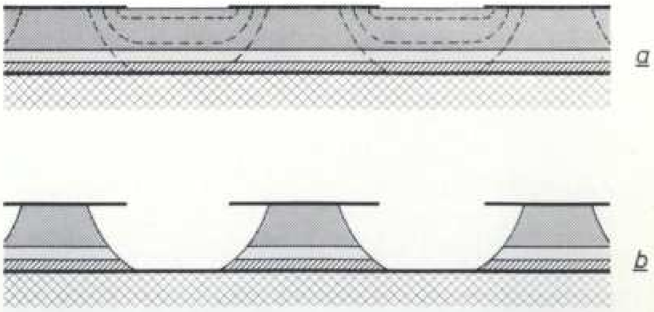
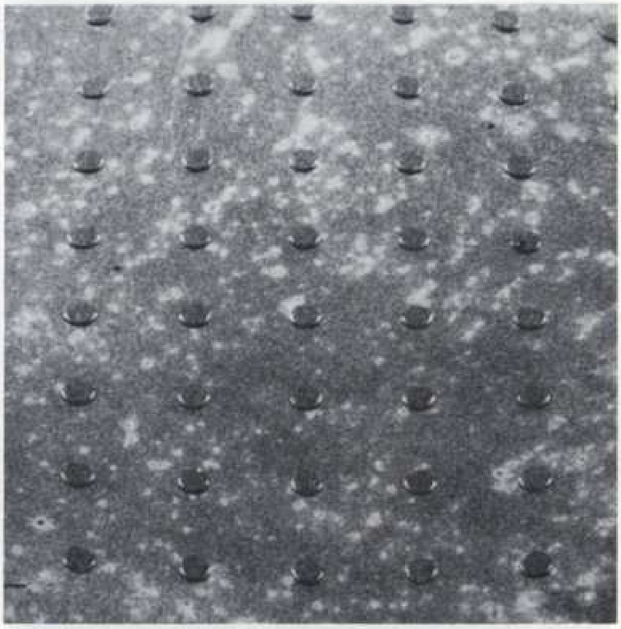


Fig. 23. Mesa-etsen. Tussen de ronde Ti-Au-vlakjes, waartoe de Ti-Au-laag van het laatste stadium van fig. 22 door foto-etsen is gereduceerd, wordt de siliciumplak weggeëtst, en onder de vlakjes blijven de mesa's over. *a*) Verschillende stadia tijdens het etsen, *b*) de situatie direct na het etsen.



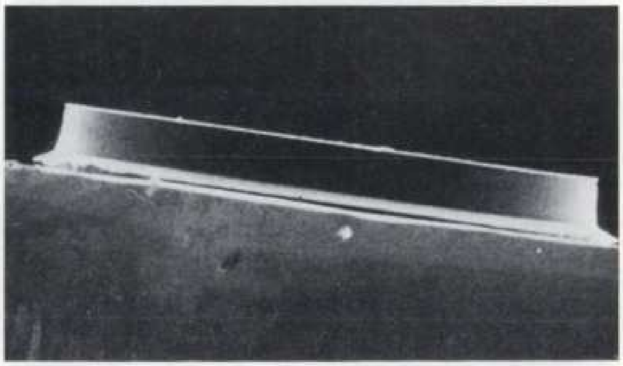


Fig. 24. *Boven:* Gedeelte van een siliciumplak na het mesa-etsen (vergroting 20×). *Onder:* Zijaanzicht van een diode (vergroting 360×). Voor de opnametechniek, zie fig. 25.

het maken van een goede diode (waarin men dus de situatie van fig. 19*a* heeft) voor een bepaalde frequentie moet men dikte en soortelijke weerstand van de epitactische laag nauwkeurig beheersen. Dit vereist o.a. een goed gedefinieerde overgang in soortelijke weerstand van substraat naar epitactische laag („steile epitaxie").

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Ten slotte merken we nog op dat de door ons toegepaste Ti-Au-contacten weliswaar geschikt zijn voor laboratoriumdoeleinden, maar dat voor professionele diodes andere contacten (b.v. Ti-Pt-Au, Mo-Au, Pt-Au, Pd-Au) vereist zijn, omdat een Ti-Au-contact bij iets verhoogde temperatuur door diffusie spoedig degenereert.

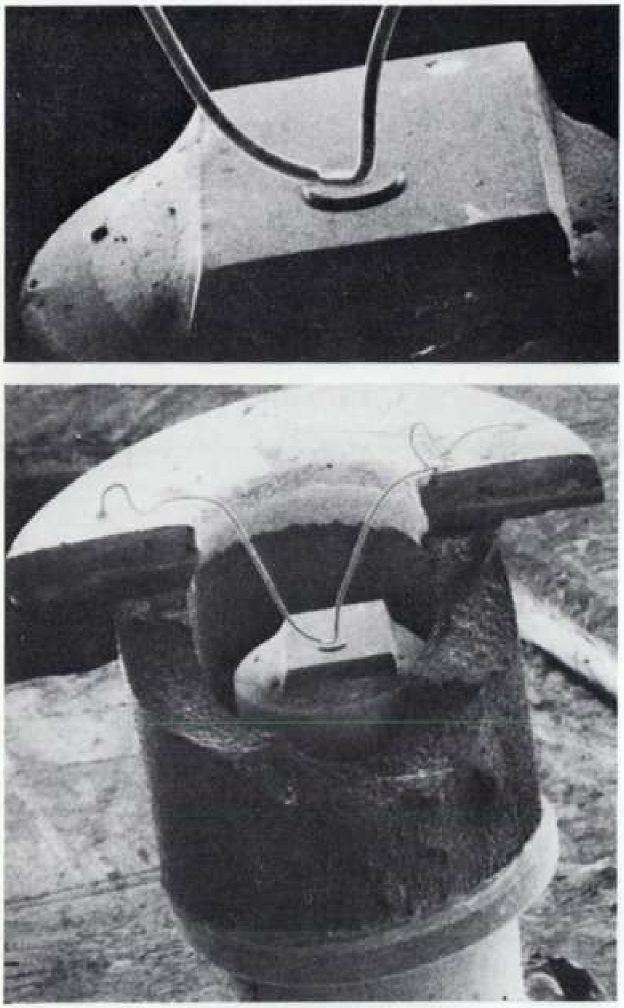


Fig. 25. Varactorhuisje waarvan een gedeelte is weggenomen, met gemonteerde diode en aangelaste gouddraad (vergroting boven 70×, onder 20×). Deze opnamen, en die van fig. 24, zijn gemaakt met een „scanning" elektronenmicroscoop, waarmee, naar optische maatstaven, een zeer grote scherptediepte wordt verkregen. Er ontstaan echter misleidende tinten: zo is de hier vrijwel zwarte wand van het varactorhuisje in werkelijkheid wit.

Aanhangsel: Theorie van de lawinelaag

De exacte vorm van de krommen in fig. 8 en 11 kan men afleiden door de balans op te maken van het aantal ladingdragers in de lawinelaag. Eenvoudigheidshalve stellen we de driftsnelheid en de ionisatiecoëfficiënt van de gaten resp. gelijk aan de driftsnelheid u_s en de ionisatiecoëfficiënt α van de elektronen. Verder veronderstellen we dat de totale ladingdragersdichtheid N en de veldsterkte — en daarmede dus ook de convectiestroomdichtheid j_c (= Neu_s) en de ionisatiecoëfficiënt — onafhankelijk zijn van de plaats in de lawinelaag. De toeneming per seconde van het aantal ladingdragers, zowel elektronen als gaten, per cm² doorsnede van de lawinelaag, $\mathrm{d}(l_a N)/\mathrm{d}t = (l_a/eu_s)\mathrm{d}j_c/\mathrm{d}t$, bestaat nu uit twee bijdragen:

1) Generatie door botsingsionisatie. De ladingdragers leggen per seconde gezamenlijk een afstand $l_a N u_s$ af, en creëren dus $\alpha l_a N u_s$ paren, dus $2\alpha l_a N u_s = 2\alpha l_a j_c/e$ ladingdragers.

2) Een negatieve bijdrage ten gevolge van netto-transport door de grenzen naar buiten. Beschouw eerst eens (in fig. 3) het rechtergrensvlak van de lawinelaag. Daar gaan, voornamelijk door botsingsionisatie gevormde, elektronen door naar buiten (j_n/e per seconde) en, in de depletielaag rechts van de lawinelaag thermisch gegenereerde, gaten door naar binnen (per seconde j_{ps}/e, waarbij j_{ps} de gatenbijdrage tot de verzadigingsstroomdichtheid is). Aangezien hier de totale convectiestroomdichtheid j_c gelijk aan $j_n + j_{ps}$ is, kunnen we voor het netto-transport van ladingdragers naar buiten, $(j_n - j_{ps})/e$, schrijven $(j_c - 2j_{ps})/e$. Evenzo gaat er door het linkervlak aan ladingdragers per seconde naar buiten $(j_c - 2j_{ns})/e$. Totaal wordt er dus netto naar buiten getransporteerd: $2(j_c - j_s)/e$, waarin $j_s = j_{ps} + j_{ns}$ de verzadigingsstroomdichtheid is.

Voor j_c vinden we aldus de volgende vergelijking:

$$\frac{l_a}{2u_s}\frac{\mathrm{d}j_c}{\mathrm{d}t} = (\alpha l_a - 1)j_c + j_s, \qquad (16)$$

die bekend staat als de vergelijking van Read.

Een stationaire toestand is alleen mogelijk als $\alpha l_a \leqq 1$ is, voor $\alpha l_a > 1$ neemt de stroomsterkte exponentieel toe. In een stationaire toestand is $\mathrm{d}j_c/\mathrm{d}t = 0$, dus

$$j_c = j_s/(1 - \alpha l_a) = Mj_s.$$

De factor M, die gelijk is aan $1/(1 - \alpha l_a)$, noemt men de *stroomvermenigvuldigingsfactor*. Als j_c veel groter dan j_s wordt, nadert αl_a tot 1 (zie verg. 1).

Uitgaande van een dergelijke stationaire toestand gaan we nu na wat de invloed is van een wisselspanning v_a over de lawinelaag. Deze uit zich in (16) in variaties van α. Heeft α in de stationaire toestand de waarde α_0 en een afgeleide $\alpha' = \mathrm{d}\alpha/\mathrm{d}E$, dan kunnen we α benaderen door $\alpha_0 + \alpha' v_a/l_a$. Verwaarlozen we voorts j_s en stellen we $\alpha_0 l_a = 1$, dan gaat verg. (16) over in:

$$(l_a/2u_s)(\mathrm{d}j_c/\mathrm{d}t) = \alpha' v_a j_c. \qquad (17)$$

Deze vergelijking is in v_a en j_c samen niet lineair, zodat we de complexe rekenwijze niet kunnen gebruiken. We stellen daarom v_a gelijk aan het reële gedeelte van $V_a \exp \mathrm{j}(\omega t + \pi/2)$ (zie fig. 9): $v_a = -V_a \sin \omega t$, en krijgen aldus voor j_c de vergelijking:

$$(l_a/2u_s)\,(\mathrm{d}j_c/\mathrm{d}t) = -\alpha' V_a j_c \sin \omega t.$$

Deze kan onmiddellijk worden geïntegreerd. Het resultaat is:

$$j_c = j_0 \exp\,(\xi V_a \cos \omega t), \qquad (18)$$

waarin $\xi = 2\alpha' u_s/\omega l_a$ is. Verg. (18) geeft voor grote V_a stroomimpulsen als in fig. 7.

De uitdrukking (18) voor j_c heeft de bijzondere eigenschap dat de fourierontwikkeling ervan naar ωt tevens een ontwikkeling naar Bessel-functies van ξV_a is:

$$j_c = j_0 \left\{ I_{B0}(\xi V_a) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} I_{Bn}(\xi V_a) \cos n\omega t \right\}.$$

De functies I_{Bn} zijn „gemodificeerde Bessel-functies". De coëfficiënt j_0 wordt bepaald door de gegeven gelijkstroomdichtheid J_0, die gelijk is aan $j_0 I_{B0}(\xi V_a)$. Als men V_a onbeperkt laat toenemen, gaat $I_{B0}(\xi V_a)$ naar oneindig en j_0 dus bij gegeven J_0 naar nul. De amplitude J_{c1} van de eerste fouriercomponent van j_c is:

$$J_{c1} = 2 j_0 I_{B1}(\xi V_a) = \frac{2 I_{B1}(\xi V_a)}{I_{B0}(\xi V_a)} J_0. \qquad (19)$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Bedenken we dat er tussen stromen (i,I) en stroomdichtheden (j,J) steeds een vaste verhouding bestaat, zodat we in verg. (19) J_{c1} door I_{ca} en tegelijkertijd J_0 door I_0 mogen vervangen, dan hebben we hiermee de vergelijking gevonden voor de kromme in fig. 8. (Voor eenheden, zie hieronder.) Een binnen dit model algemene geldige uitdrukking voor ω_a vinden we nog door van de leden van verg. (6) de absolute waarde te nemen en in de verkregen vergelijking de zojuist gevonden uitdrukking voor I_{ca}, en $\omega C_a V_a$ voor $I_{cap\,a}$ te substitueren. Het resultaat is:

$$\omega_a^2 = \frac{2\omega I_0}{C_a V_a}\,\frac{I_{B1}(\xi V_a)}{I_{B0}(\xi V_a)}. \qquad (20)$$

Dit is de vergelijking voor de krommen van fig. 11. Als V_a oneindig groot wordt, krijgt $I_{B1}(\xi V_a)/I_{B0}(\xi V_a)$ de waarde 1, zodat I_{ca} gelijk aan $2I_0$ wordt, terwijl ω_a^2 overgaat in $2\omega I_0/C_a V_a$. Voor kleine waarden van ξV_a is $I_{B1}(\xi V_a)/I_{B0}(\xi V_a)$ bij benadering gelijk aan $\frac{1}{2}\,\xi V_a$. Daaruit vinden we in het bijzonder nog een verband tussen ω_a bij kleine signalen en α':

$$\omega_a^2 = \frac{\xi\omega I_0}{C_a} = \frac{2\alpha' u_s I_0}{l_a C_a} \qquad (V_a \to 0). \qquad (21)$$

Het gedrag bij kleine signalen kan men overigens gemakkelijker vinden door verg. (17) direct te lineariseren, waarbij dan ook weer complex kan worden gerekend, en v_a dus weer een (kleine) complexe variabele is. Men stelt dan $j_c = J_0 + j_{c1} \exp(j\omega t)$, en verwaarloost het product $v_a j_{c1}$.

Rest ons nog te vermelden welke eenheden er in de figuren 8, 10, 11 en 12 zijn gebruikt. In fig. 8, 11 en 12 is horizontaal eigenlijk de dimensieloze grootheid ξV_a uitgezet; anders gezegd: V_a is uitgedrukt in de eenheid $\xi^{-1} = \omega l_a/2\alpha' u_s$. In fig. 11 en 12 is de parameter I_0 uitgedrukt in een willekeurig gekozen eenheid. Noemen we deze I_{00}, dan is in fig. 10 en 11 de lawinefrequentie ω_a uitgedrukt in $\sqrt{(2\alpha' u_s I_{00}/l_a C_a)}$; deze „eenheid" is niets anders dan de ω_a voor kleine signalen ($V_a \to 0$) bij de „eenheid van stroomsterkte" I_{00} (zie fig. 11). Fig. 10 is geldig voor een signaal(hoek)-frequentie ω die gelijk is aan $\sqrt{3{,}5}$ maal de eenheid voor ω_a. In fig. 10 en 12 is $-R$ uitgedrukt in de eenheid $(2 \sin^2 \frac{1}{2}\theta)/\theta\omega C_d$.

Samenvatting. De lawine-looptijddiode, potentieel de krachtigste vastestofbron van microgolven, is een in de keerrichting geschakelde, doorslaande *PN*-overgang of Schottky-barrière die met gelijkstroom wordt gevoed. De depletielaag bestaat uit een lawinegebied waarin door botsingsionisatie en lawinevorming gat-elektronparen worden gegenereerd, en een driftgebied voor de elektronen of de gaten. Bij een op de gelijkspanning gesuperponeerde wisselspanning vindt de generatie van paren periodiek plaats en ontstaan er lopende ladingspakketten in het driftgebied. Uit een analyse van de faserelaties blijkt dat de diode actief is, d.w.z. een impedantie met een negatief reëel deel krijgt, als het driftgebied voldoende lang is, en als de „lawinefrequentie", een grootheid die afhangt van voedingsstroom en signaalniveau, lager is dan de werkfrequentie. In een oscillerende schakeling (diode plus afsluiting) wordt de frequentie bepaald door de afsluitimpedantie en het oscillatieniveau door de voedingsstroom. Metingen aan experimentele Si-, Ge- en GaAs-diodes bevestigen de theorie, behalve bij sterke signalen. In het frequentiegebied van 5 tot 10 MHz zijn vermogens bereikt van 1 à 1,5 W en rendementen van omstreeks 7%, in enkele gevallen 15%. Afwijkingen van de theorie treden op en de eigenschappen van de diode als actief element verdwijnen als de wisselspanning een amplitude van $\frac{1}{4}$ (bij Si) à $\frac{1}{2}$ (bij Ge en GaAs) maal de doorslagspanning bereikt. Ruis in de diode wordt toegeschreven aan door het lawine-effect gemodificeerde hagelruis van de voedingsstroom die in het uitgangssignaal tot uiting komt als modulatie-amplituderuis en intrinsieke frequentieruis. De optimale depletielaagdikte van een Si-diode voor cm-golven is enkele microns, de diameter is in de praktijk 100 à 200 µm. Homogene doorslag, een eerste vereiste, wordt in planaire diodes verzekerd door de diffusie diep te maken en in mesadiodes door de juiste helling van het zijvlak. Goede warmteafvoer wordt bij mesadiodes verkregen door onmiddellijk contact van de, dun gehouden, diffusielaag met een koellichaam. De verschillende diffusie-, ets-, en andere bewerkingen die bij het maken van mesadiodes te pas komen, worden in het kort besproken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Lawine-looptijdoscillators

K. Mouthaan

Inleiding

Van de praktische mogelijkheden om met behulp van halfgeleiderelementen microgolven op te wekken, vormt de lawine-looptijdoscillator potentieel de krachtigste. Het actieve element van een dergelijke oscillator, de lawine-looptijddiode, is wat de fysica en de technologie daarvan aangaat in het voorgaande artikel [1] uitvoerig besproken. In dit artikel zullen we de lawine-looptijdoscillator als geheel behandelen. We beperken ons daarbij tot oscillators die continu microgolfvermogen afleveren.

Een eenvoudige oscillatorconstructie is weergegeven in *fig. 1*. Deze bestaat uit een coaxiale leiding aan het einde waarvan, in het varactorhuisje *A*, de diode is gemonteerd. Een $\frac{1}{4}\lambda$-transformator *T* dient om de coaxiale uitgang, die een gegeven karakteristieke impedantie Z_0 heeft, aan te passen aan de diode. De frequentie van de opgewekte golven wordt bepaald door de afstand van *T* tot *A*. Een aldus uitgevoerde oscillator ziet men in fig. 11. In *fig. 2* is het werkpunt van de diode in de stroom-spanningskarakteristiek aangegeven: de diode staat in de keerrichting en er vindt doorslag plaats. Met een stroombron wordt de gelijkstroom door de diode op een constante sterkte I_0 gehouden. De gelijkspanning V_0 over de diode verschilt gewoonlijk weinig van de doorslagspanning V_b. Via I_0 kan het microgolf-uitgangsvermogen worden geregeld. *Fig. 3* geeft het uitgangsvermogen en het rendement van een dergelijke oscillator voor 5 GHz.

In dit artikel bespreken we eerst enkele algemene eigenschappen van de oscillator, te weten: het oscillatieniveau, het uitgangsvermogen, het rendement en de startstroom. Daartoe stellen we vervangingsschema's op voor de diode en de oscillator, waarmee de hoogfrequenteigenschappen gemakkelijk zijn te overzien. Deze schema's zijn belangrijke hulpmiddelen bij het ontwerpen van oscillators. Vervolgens behandelen we twee van de oscillators waarmee wij hebben gewerkt [2]. Dan gaan we enkele factoren na die van belang zijn voor de stabiliteit van een oscillator. Daarna komt kort de ruis ter sprake, en ten slotte de mogelijkheid om door het afstemmen op hogere harmonischen de eigenschappen van een oscillator te verbeteren.

Dr. ir. K. Mouthaan, medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Vervangingsschema voor de lawine-looptijddiode

Ten einde een vervangingsschema voor de diode te kunnen opstellen, resumeren wij hier het gedrag van de diode onder gelijk- en wisselspanning.

We beschouwen een P^+NN^+-diode die in de keerrichting is aangesloten en waarin doorslag optreedt. In *fig. 4* is het profiel van de interne veldsterkte in deze situatie weergegeven. Onder invloed van het veld lopen de elektronen naar rechts en de gaten naar links. In het

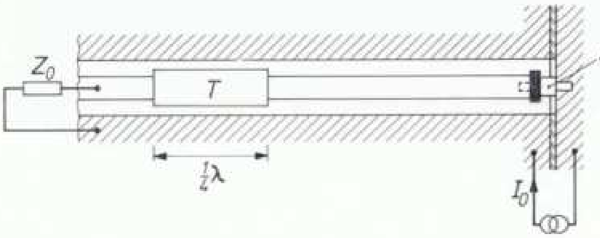


Fig. 1. Een coaxiale lawine-looptijdoscillator. *A* varactorhuisje waarin zich het actieve element, de lawine-looptijddiode, bevindt. De diode wordt gevoed met een gelijkstroom I_0. Links is de uitgang van de oscillator. *T* kwartgolflengtetransformator die aanpassing van de coaxiale leiding aan de diode bewerkstelligt. Z_0 karakteristieke impedantie van de coaxiale leiding. De oscillatiefrequentie wordt bepaald door de afstand van *T* tot *A*. Zie ook fig. 11.

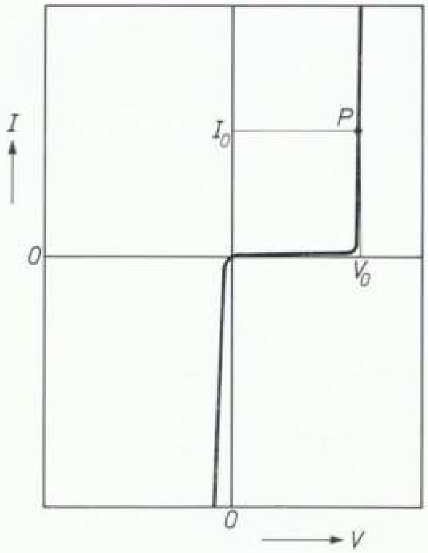


Fig. 2. Stroomspanningskarakteristiek van een diode, schematisch. Over de diode wordt in de keerrichting een zo hoge spanning gezet dat doorslag optreedt. Met een gelijkstroombron (bron met hoge inwendige weerstand) wordt de diode op het werkpunt *P* (V_0, I_0) ingesteld. (Stroom en spanning in de keerrichting zijn hier positief gerekend, omdat alleen deze richting hier van belang is; dit in tegenstelling met wat gebruikelijk is bij diodes waar ook de doorlaatrichting een rol speelt.)

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

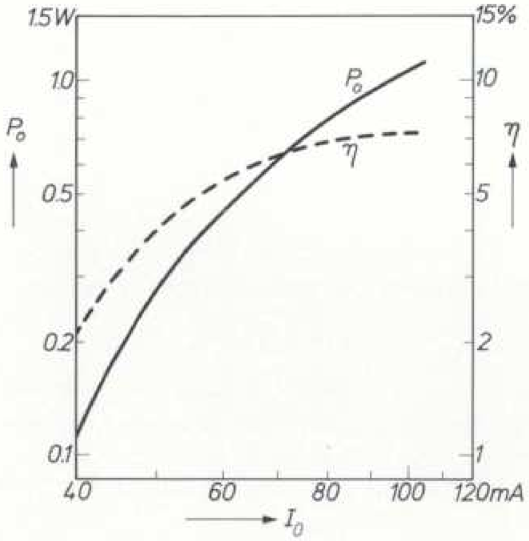


Fig. 3. Microgolfvermogen P_0 en rendement η als functie van de gelijkstroom I_0 van een continu werkende oscillator voor 5 GHz van het type van fig. 1.

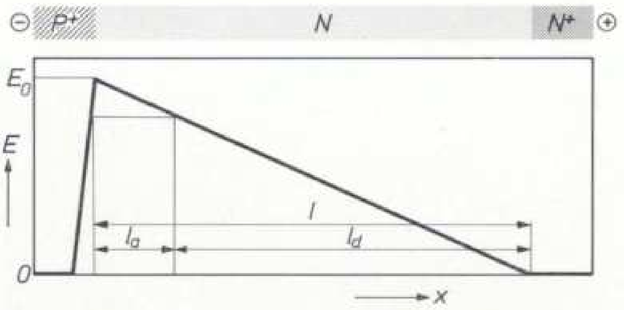


Fig. 4. Inwendig veldprofiel van een in de keerrichting geschakelde, doorslaande P^+NN^+-diode. In het lawinegebied (lengte l_a) treedt doorslag door botsingsionisatie en lawinevorming op. De gevormde elektronen lopen met een constante snelheid u_s in een tijd τ_d door het driftgebied (lengte l_d) naar het N^+-contactgebied. Looptijdeffecten in het lawinegebied en in het driftgebied voor gaten (links) worden verwaarloosd.

„lawinegebied", ter lengte l_a, treedt botsingsionisatie en lawinevorming op. Is α de ionisatiecoëfficiënt van de ladingdragers (d.i. het gemiddelde aantal ioniserende botsingen per eenheid van afgelegde afstand) dan moet in een stationaire toestand het produkt αl_a gelijk zijn aan 1. In deze gelijkheid komt tot uitdrukking dat er evenveel ladingdragers het lawinegebied verlaten als er door botsingsionisatie worden gegenereerd. De gegenereerde elektronen lopen door het „driftgebied" (lengte l_d) naar het N^+-contactgebied rechts van het depletiegebied; zij doen dit met een *constante* driftsnelheid u_s (zie fig. 4 van het voorgaande artikel). De looptijd τ_d is dus gelijk aan $l_d u_s$ [3]. Het driftgebied voor de gaten (links in fig. 4) en het lawinegebied veronderstellen we zo dun dat looptijdeffecten daarin kunnen worden verwaarloosd. De gegenereerde gaten gaan dus „onmiddellijk" op in het P^+-contactgebied links van het depletiegebied. De piekveldsterkte in het doorslaggebied bedraagt voor silicium ongeveer 360 kV/cm. (De effectieve gemiddelde veldsterkte in het doorslaggebied is iets lager dan de piekveldsterkte, en bedraagt ca. 330 kV/cm.) Voor de „verzadigde" driftsnelheid u_s in silicium zullen we een waarde van $0{,}85 \times 10^7$ cm/s hanteren.

Om het hf.-gedrag van de diode na te gaan, denken we ons *over het lawinegebied* een wisselspanning $v_a(t)$ op de gelijkspanning V_{0a} gesuperponeerd (*fig. 5a*):

$$v_a(t) = V_a \sin \omega t. \qquad (1)$$

Aangezien de ionisatiecoëfficiënt α toeneemt met de veldsterkte, is het produkt αl_a gedurende de positieve halve perioden van $v_a(t)$ groter dan één en neemt het aantal ladingdragers dus toe. Het aantal ladingdragers, en daarmede de stroomsterkte, bereikt dus een maximum aan het einde van de positieve halve perioden van $v_a(t)$. Evenzo treedt een minimum op na een negatieve halve periode. Bij een voldoend grote amplitude V_a ontstaan er stroomimpulsen (fig. 5b); deze zijn steeds een kwart periode achter bij $v_a(t)$. Bij onbeperkt toenemende amplitude V_a zouden zij oneindig scherp worden. De gemiddelde stroom van deze serie impulsen is de gelijkstroom, die door de stroombron op de

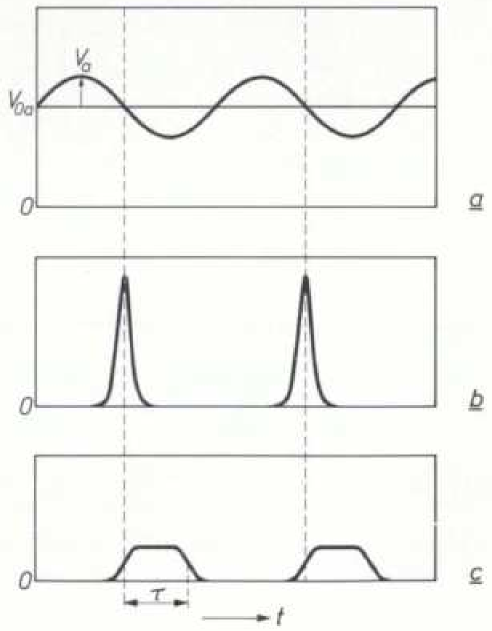


Fig. 5. Responsie van de diode op een wisselspanning die op de gelijkspanning is gesuperponeerd. *a*) Spanning over het lawinegebied. *b*) De uit het lawinegebied tredende en in het driftgebied geïnjecteerde elektronenstroom. *c*) De stroom die in de aansluitende keten wordt geïnduceerd door de in het driftgebied lopende ladingpakketten. Neemt de amplitude V_a van de wisselspanning onbeperkt toe, dan worden de in het driftgebied geïnjecteerde stroomimpulsen (*b*) oneindig scherp en wordt de geïnduceerde stroom (*c*) blokvormig.

[1] D. de Nobel en M. T. Vlaardingerbroek, Lawine-looptijddiodes; dit nummer, blz. 198.
[2] De diodes voor deze oscillators zijn in dit laboratorium vervaardigd door dr. D. de Nobel en H. G. Kock.
[3] Deze looptijd in het driftgebied is in het voorgaande artikel met τ aangeduid.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

sterkte I_0 wordt gehouden. De eerste harmonische (met hoekfrequentie ω) heeft — evenals alle hogere harmonischen — in het grensgeval van oneindig scherpe stroomimpulsen een amplitude $2I_0$. Daar hij tevens 90° in fase achter is bij $v_a(t)$, krijgt hij de gedaante:

$$i_{ca}(t) = -\,2\,I_0 \cos \omega t. \tag{2}$$

Een elektronenpakket dat in de lawinelaag gegenereerd wordt, en met één stroomimpuls overeenkomt, loopt nu met de snelheid u_s in de tijd τ_d door het driftgebied. Een dergelijk, met constante snelheid lopend, ladingpakket induceert gedurende de looptijd een constante stroom in de op de diode aangesloten keten. De opeenvolgende ladingpakketten geven dus aanleiding tot een blokvormige stroom in de uitwendige keten (fig. 5*c*). Berekent men de eerste harmonische van deze blokstroom dan vindt men:

$$i_1(t) = -2I_0\,(\Phi_1 \cos \omega t + \Phi_2 \sin \omega t), \tag{3}$$

met

$$\Phi_1 = \frac{\sin\theta}{\theta}, \tag{4a}$$

$$\Phi_2 = \frac{\sin^2 \frac{1}{2}\theta}{\frac{1}{2}\theta}, \tag{4b}$$

$$\theta = \omega\tau_d = \omega l_d/u_s. \tag{4c}$$

De grootheid θ is de zg. loophoek. Essentieel voor de lawine-looptijddiode is het faseverschil tussen $i_1(t)$ en $i_{ca}(t)$, dat in (3) tot uitdrukking komt in de term met Φ_2. Dit is een *looptijdeffect*: Φ_2 is alleen ongelijk 0 als θ, dus τ_d, ongelijk 0 is.

De tot nu toe genoemde stromen zijn convectiestromen, gedragen door elektronen en gaten. Daarnaast treden, zowel in het lawinegebied als in het driftgebied, capacitieve stromen op.

Het vervangingsschema dat men op grond van deze gegevens kan opstellen [4] ziet men in *fig. 6*. De convectiestromen $i_{ca}(t)$ en $i_1(t)$ (verg. 2 en 3) zijn vertegenwoordigd door stroombronnen, het capacitieve karakter van het lawinegebied en driftgebied door de condensatoren C_a en C_d. De weerstand R_s vertegenwoordigt parasitaire verliezen in de diode.

De twee termen van $i_1(t)$ in (3) zijn elk door een stroombron voorgesteld. Er zijn in totaal dus drie stroombronnen; twee daarvan (te weten $i_{ca}(t)$ en de eerste term van $i_1(t)$) zijn 90° in fase achter bij $v_a(t)$. Dit is, gebruikmakend van de complexe rekenwijze, bij de gekozen rekenrichtingen, uitgedrukt door de factor j. De derde bron (de tweede term van $i_1(t)$), die het looptijdeffect vertegenwoordigt, is in tegenfase met $v_a(t)$.

Bij eindige waarden van de amplitude V_a zijn de stroomimpulsen niet oneindig scherp. De genoemde faserelaties blijven dan weliswaar behouden, maar de convectiestroom in het lawinegebied is kleiner dan verg. (2) aangeeft. Dit is in rekening gebracht door de factor β, die dus reëel is en ten hoogste gelijk aan 1. Omdat de relatie tussen de stroom in het driftgebied en die in het lawinegebied lineair is, kunnen we in de drie stroombronnen met dezelfde factor β toe. *Fig. 7* geeft β, zoals die uit een nadere analyse volgt, als functie van V_a [5]. In fig. 7 is horizontaal een gereduceerde waarde v_1 van V_a uitgezet. Het verband tussen v_1 en V_a is:

$$v_1 = \alpha_c' V_a/\omega\tau_a\,. \tag{5}$$

Hierin is α_c' de voor het werkpunt geldende waarde van de afgeleide van de ionisatiecoëfficiënt α naar de veldsterkte, en τ_a de looptijd in het lawinegebied. Is V_{0a} de gelijkspanning over het lawinegebied, dan kan men voor silicium α_c' in de praktijk gelijkstellen aan $5/V_{0a}$.

Het hf.-gedrag van de diode wordt met het vervangingsschema van fig. 6 goed beschreven als V_t, de amplitude van de hf. spanning over de diode, niet te groot is. In het algemeen treden, ten gevolge van gelijkrichteffecten, aanzienlijke afwijkingen op, en werkt de diode ook slechter of in het geheel niet als V_t groter is dan een

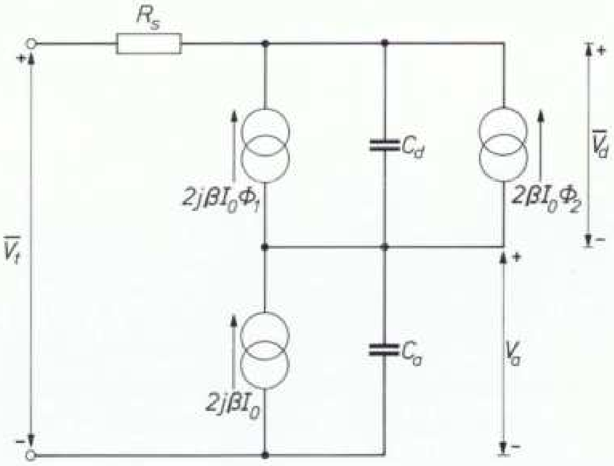


Fig. 6. Vervangingsschema van de lawine-looptijddiode voor signalen met hoekfrequentie ω. C_a en C_d capaciteit van resp. lawine- en driftgebied. R_s serieverliesweerstand van de diode. Van de spanningen en de stromen zijn de complexe amplitudes aangegeven. V_a, $\overline{V}_d$, $\overline{V}_t$ spanningen over resp. het lawinegebied, het driftgebied en de gehele diode. De stroombron $2j\beta I_0$ vertegenwoordigt de eerste fourriercomponent $i_{ca}(t)$ (zie verg. 2) van de serie stroomimpulsen van fig. 5*b*. De twee andere bronnen vertegenwoordigen de twee termen van $i_1(t)$ (zie verg. 3), de in-fase- en de 90°-uit-fase-component van de blokstroom van fig. 5*c*. Deze zijn, via Φ_1 en Φ_2, afhankelijk van de loophoek θ, dus van de frequentie (zie verg. 4*c*). De factor β is gelijk aan 1 in het grensgeval van oneindig grote V_a; voor eindige V_a wordt β gegeven door fig. 7.

(De notatie, waarin ook de faserelaties tot uiting komen, berust op de complexe rekenwijze. De aangegeven spanningspolariteiten en stroomrichtingen zijn de gekozen positieve rekenrichtingen. We zijn uitgegaan van een reële spanningsamplitude V_a. De strepen boven V_d en V_t geven aan dat deze amplitudes complex zijn, d.w.z.: de wisselspanningen $v_d(t)$ en $v_t(t)$, resp. over het driftgebied en de gehele diode, zijn niet in fase met $v_a(t)$. De factor β is reëel. De factor j impliceert een voorlopen van 90° ten opzichte van de positieve rekenrichting.)

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

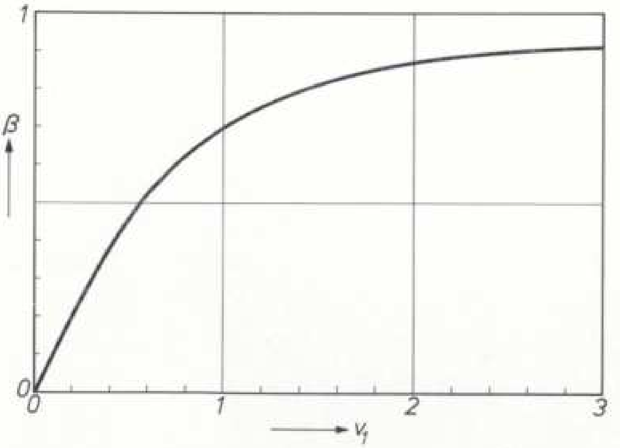


Fig. 7. De factor β waarmee het rechterlid in (2) en (3) moet worden vermenigvuldigd als V_a eindig is, dus als de convectiestroomimpulsen in het lawinegebied niet oneindig scherp zijn. De variabele v_1 is evenredig met V_a (zie verg. 5). Voor kleine waarden van v_1 geldt: $\beta = v_1$. Neemt v_1 onbeperkt toe, dan nadert β tot 1.

bepaalde fractie γ van de gelijkspanning V_0 over de diode. De fractie γ bedraagt in de praktijk meestal omstreeks 30%. We zullen in het vervolg veronderstellen dat V_t ten hoogste gelijk is aan γV_0. Een dergelijke „maximaal toelaatbare spanningszwaai" kwam reeds in het voorgaande artikel ter sprake (zie blz. 207). De afwijkingen die ook al optreden als V_t de waarde γV_0 nadert, kan men in rekening brengen door voor β een wat kleinere waarde te gebruiken dan uit fig. 7 zou volgen.

Eigenschappen van de lawine-looptijdoscillator

De bespreking van de eigenschappen van de lawine-looptijdoscillator wordt vergemakkelijkt door het vervangingsschema van fig. 6 te vereenvoudigen. Daartoe merken we op dat de amplitude van de stroombronnen nooit groter dan $2I_0$ is, terwijl de capacitieve stromen evenredig zijn met de frequentie en onafhankelijk van I_0. Bij een gegeven waarde van I_0 zullen dus bij voldoend hoge frequenties de capacitieve stromen overheersen. We veronderstellen nu dat dit het geval is. Is bovendien R_s voldoende klein, dan gedraagt de diode zich ongeveer als een capacitieve spanningsdeler, die uit twee condensatoren C_a en C_d bestaat; $v_a(t)$, $v_d(t)$ en $v_t(t)$ zijn dan dus nagenoeg in fase, en tussen de amplitudes gelden de betrekkingen:

$$CV_t = C_aV_a = C_dV_d, \qquad (6)$$

waarin C wordt gegeven door:

$$1/C = 1/C_a + 1/C_d. \qquad (7)$$

De twee stroombronnen $2j\beta I_0$ en $2j\beta I_0\Phi_1$ zijn evenals de capacitieve stromen reactief (verschillen 90° in fase met de spanningen), en mogen derhalve wel worden verwaarloosd ten opzichte van de veel groter veronderstelde capacitieve stromen. Het aldus vereenvoudigde vervangschema is weergegeven in *fig. 8*.

De overgebleven stroombron, $2\beta I_0\Phi_2$, is in tegenfase met de spanningen, en beschrijft derhalve de actieve eigenschappen van de diode. Voor grote waarden van V_a is hij onafhankelijk van V_a ($\beta \rightarrow 1$). De functie Φ_2, die het looptijdeffect vertegenwoordigt, heeft een maximum van 0,72 voor $\theta = 0{,}74\ \pi$. Deze optimale waarde van θ bepaalt bij een gegeven frequentie f de optimale lengte van het driftgebied ($l_d = u_s\tau_d = u_s\theta/\omega$; $\omega = 2\pi f$). Aangezien bij een driehoekig veldprofiel als in fig. 4 de doorslagspanning V_b ongeveer gelijk is aan $\frac{1}{2}E_0l$, volgt daaruit, bij een gegeven verhouding l/l_d, tevens een optimale waarde voor V_b. Op deze wijze vindt men dat in diodes van silicium ($E_0 \approx 360$ kV/cm, $u_s \approx 0{,}85 \times 10^7$ cm/s) waarin l/l_d gelijk aan 1,2 is, het produkt fV_b een waarde van 600 à 700 V GHz moet hebben. De functie Φ_2 varieert rondom zijn maximum echter slechts zwak met de frequentie, zodat een diode die optimaal is voor een bepaalde frequentie, ook in een brede band daaromheen goed bruikbaar is. Bij een diode voor 6 GHz bij voorbeeld varieert het vermogen dat men bij een gegeven stroomsterkte kan bereiken, in een band van 4½ tot 8 GHz meestal niet meer dan een factor 2.

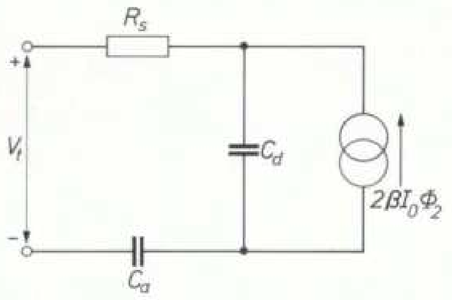


Fig. 8. Het vereenvoudigde vervangingsschema van de lawine-looptijddiode, dat ontstaat als in fig. 6 de reactieve stroombronnen worden verwaarloosd. Dit is een goede benadering als de frequentie voldoende hoog is.

Een oscillator verkrijgt men door de diode af te sluiten met een geschikte impedantie. Het vervangingsschema van een oscillator ziet men in *fig. 9*. De diode is daarin voorgesteld door het schema van fig. 8, de afsluitimpedantie Z_L door een weerstand R_L en een reactantie jX_L in serie. We veronderstellen in het vervolg dat R_L een nuttige weerstand is; parasitaire verliezen in de oscillatorschakeling worden in R_s verdisconteerd.

[4] K. Mouthaan, Characterization of nonlinear interactions in avalanche transit-time oscillators, frequency multipliers, and frequency dividers, IEEE Trans. **MTT-18**, 853-862, 1970.
[5] Fig. 7 is equivalent met fig. 8 van het voorgaande artikel. De variabele v_1 is gelijk aan $\frac{1}{2}\xi V_a$ in het aanhangsel aldaar.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het oscillatieniveau

Om afstemvoorwaarde en oscillatieniveau van de oscillator te vinden beschouwen we in fig. 9 het stuk rechts van PQ als „bron", die is afgesloten door een impedantie Z_{PQ}, het stuk links van PQ. De zo gedefinieerde bron vertegenwoordigt het driftgebied; de impedantie Z_{PQ} het lawinegebied, de verliezen en de externe belasting.

Bij een stationaire oscillatie moet de stroom door Z_{PQ} gelijk maar tegengesteld zijn aan de stroom door de bron. Aangezien de capacitieve stromen overheersen, volgt daar in de eerste plaats uit:

$$X_L - 1/\omega C_a = 1/\omega C_d,$$

of (zie verg. 7):

$$X_L = 1/\omega C. \qquad (8)$$

Bij een gegeven diode kan men de frequentie dus regelen via de afsluitreactantie X_L.

Vervolgens moet de verhouding van de reactieve tot de resistieve component van de stroom in de afsluiting gelijk zijn aan die in de bron. Deze voorwaarde bepaalt het oscillatieniveau. De genoemde verhouding is gelijk aan de verhouding van het imaginaire deel en het reële deel van de impedantie. Voor de afsluiting Z_{PQ} is deze gelijk aan Q, de „belaste kwaliteitsfactor" van het driftgebied:

$$\frac{X_L - 1/\omega C_a}{R_L + R_s} = \frac{1}{\omega C_d (R_L + R_s)} \equiv Q. \qquad (9)$$

Voor de bron is de genoemde verhouding gelijk aan $\omega C_d V_d / 2\beta I_0 \Phi_2$. Met $C_d V_d = C V_t$ vinden we dus:

$$\omega C V_t = 2\beta Q I_0 \Phi_2. \qquad (10)$$

Voor grote waarden van V_a ($\beta = 1$) geeft (10) direct het oscillatieniveau. Bij kleinere waarden van V_a kan men het oscillatieniveau vinden door beide leden van verg. (10) tegen V_a uit te zetten (*fig. 10*). Het linkerlid is evenredig met V_a (want $C V_t = C_a V_a$), het rechterlid (als functie van V_a) met β. De oscillator stelt zich in op het snijpunt, waaruit het niveau volgt. Of er een snijpunt is, en zo ja waar het terechtkomt, hangt af van de evenredigheidsfactoren, in het bijzonder van I_0.

We merken nog op dat de veronderstelling dat de capacitieve stromen overheersen, equivalent is met de uitspraak $Q \gg 1$.

Uitgangsvermogen en rendement

De grootheid $\omega C V_t$ in verg. (10) is de amplitude van totale hf. stroom in de diode en in de belasting. Voor het in de belastingsweerstand R_L ontwikkelde vermogen, d.i. het uitgangsvermogen P_o van de oscillator, geldt dus:

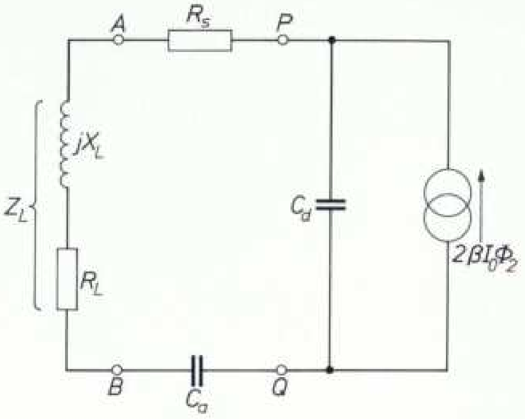


Fig. 9. Oscillator, verkregen door de diode (fig. 8) aan de uitgang AB af te sluiten met een impedantie $Z_L = R_L + jX_L$. Voor de berekening van het oscillatieniveau wordt het stuk rechts van PQ beschouwd als bron, het overige deel als belasting. R_L is een nuttige belasting; verliezen in de microgolfschakeling worden in R_s verdisconteerd.

$$P_o = \tfrac{1}{2}(2\beta Q I_0 \Phi_2)^2 R_L. \qquad (11)$$

Om bij gegeven gelijkstroom I_0 een groot uitgangsvermogen te verkrijgen, moet men in de eerste plaats de lengte van het driftgebied optimaliseren, waardoor de factor Φ_2 zo groot mogelijk wordt; dit kwam reeds eerder ter sprake. Voorts moet men de factor $Q^2 R_L$, die evenredig is met $R_L/(R_L + R_s)^2$, zo groot mogelijk maken. Daartoe moet men om te beginnen zorgen dat de verliesweerstand R_s zo klein mogelijk is. We veronderstellen dat het lukt deze zo klein te houden dat bij elke nuttige belasting die in de praktijk voorkomt, $R_s \ll R_L$ is. Vervolgens zou men R_L zo klein mogelijk moeten maken. Nu wordt bij het kleiner worden van R_L (het groter worden van Q) de amplitude V_t steeds groter. Wij hadden echter gesteld dat V_t een bepaalde fractie γ van de gelijkspanning V_0 niet mag overschrijden. Uit verg. (10) volgt dan dat Q niet groter mag zijn dan een bepaalde waarde Q_m, die gegeven wordt door:

$$Q_m = \frac{\gamma \omega C V_0}{2\beta I_0 \Phi_2}. \qquad (12)$$

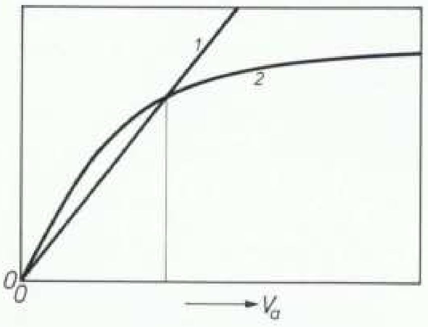


Fig. 10. De twee leden van verg. (10) als functie van V_a; *1* is het linkerlid, *2* het rechterlid. Het oscillatieniveau wordt gegeven door het snijpunt. Bij toenemende I_0 neemt het rechterlid evenredig toe. Dan stijgt dus ook het oscillatieniveau.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Stellen we in verg. (11) $Q = Q_m$, dan vinden we een bovengrens P_m voor het uitgangsvermogen, die, wegens de gelijkheid $R_L = (R_s + R_L) - R_s = 1/Q\omega C_d - R_s$, kan worden geschreven in de vorm:

$$P_m = \gamma\beta(C/C_d)\Phi_2 I_0 V_0 - \tfrac{1}{2}(\gamma\omega C V_0)^2 R_s. \qquad (13)$$

De tweede term is het vermogen dat in de verliesweerstand R_s wordt ontwikkeld. Bij verwaarlozing van dit verlies volgt uit (13) een bovengrens η_m voor het rendement:

$$\eta_m = P_m/I_0 V_0 = \gamma\beta(C/C_d)\Phi_2. \qquad (14)$$

In *tabel I* hebben we een schatting gemaakt van η_m voor siliciumdiodes met driehoekig inwendig veldprofiel, als in fig. 4. Belangrijk hogere rendementen dan de gevonden bovengrens van 15% zou men alleen mogen verwachten indien men erin zou slagen diodes te maken die ook nog goed functioneren bij spanningsamplitudes die aanzienlijk groter zijn dan 30% van de doorslagspanning.

De startstroom

De schakeling kan pas oscilleren als de gelijkstroom I_0 een zekere minimumwaarde, de „startstroom" I_{start}, overschrijdt. De startstroom is die waarde van I_0 waarbij de kromme in fig. 10 juist in de oorsprong aan de rechte raakt, anders gezegd: de waarde waarbij aan verg. (10) is voldaan voor kleine V_t. In dat geval is β gelijk aan v_1. Combineren we dit met (5), (6) en (10), dan vinden we voor de startstroom:

$$I_{start} = C_a \tau_a \omega^2 / 2\alpha_c' Q \Phi_2. \qquad (15)$$

De startstroom is dus (in de gebruikte benadering waarin $Q \gg 1$ gesteld is) omgekeerd evenredig met Q, dus recht evenredig met $R_L + R_s$, de som van de belastings- en de verliesweerstand. (Gaan we niet uit van een vereenvoudigd vervangingsschema maar van het volledige schema volgens fig. 6, dan vinden we dat de factor $Q\Phi_2$ in (15) vervangen moet worden door $1 + Q\Phi_2$; de uitdrukking is dan ook geldig voor kleinere Q.) De laagst mogelijke waarde van de startstroom is die waarvoor de belastingsweerstand gelijk aan 0 is (en Q dus gelijk aan $1/\omega C_d R_s$). Deze zg. *nullast-startstroom*, $I_{start\,s}$, is een directe maat voor de parasitaire verliezen, en derhalve een belangrijk kengetal voor de diode en de bijbehorende oscillatorschakeling. In een schakeling als van fig. 1 kan men de nuttige belastingsweerstand gelijk aan nul maken door de $\frac{1}{4}\lambda$-transformator te vervangen door een kortsluitzuiger, en aldus de nullast-startstroom meten. Het starten van de oscillatie moet daarbij worden geconstateerd met behulp van een zeer zwak aangekoppelde antenne. We moeten er echter wel op wijzen dat de zo gemeten verliesweerstand R_s niet altijd gelijk is aan de waarde van

Tabel I. Schatting van een bovengrens η_m voor het rendement, en van de maximaal toelaatbare stroomsterkte I_{0m}, uitgedrukt in de startstroom I_{start}, voor siliciumdiodes.

gebruikte waarden	$\gamma = 0{,}3$ $\theta = 0{,}74\,\pi$ $\Phi_2 = 0{,}72$ $C/C_d = l_d/l = 0{,}85$ $V_{0a}/V_0 = 0{,}3$
berekend $v_1 = 5\,\gamma C V_0/\theta C_d V_{0a}$	$v_1 = 1{,}8$
afgelezen uit fig. 7	$\beta = 0{,}85$
berekend $\eta_m = \gamma\beta(C/C_d)\Phi_2$	$\eta_m = 0{,}15$
berekend $I_{0m} =$ $= (5\gamma C V_0/\beta\theta C_d V_{0a}) I_{start}$ (met $\beta = 0{,}7$)	$I_{0m} = 2{,}5\, I_{start}$

Toelichting. Er is van uitgegaan dat de spanningsamplitude de maximaal toelaatbare waarde heeft, en dat deze 30% van de gelijkspanning is ($\gamma = 0{,}3$); verder is gesteld dat de diode optimaal gedimensioneerd is ($\theta = 0{,}74\,\pi$, dus $\Phi_2 = 0{,}72$). De waarde voor C/C_d ($= l_d/l$) van 0,85 is ongeveer de grootste die men kan verwachten bij diodes met een driehoekig veldprofiel. De waarde voor V_{0a}/V_0 volgt uit fig. 4 met $l_d/l = 0{,}85$. De uitdrukking voor v_1 volgt uit verg. (5) met behulp van de relaties $\alpha_c' = 5/V_{0a}$, $\omega\tau_d = \theta$, $\tau_a/\tau_d = l_a/l_d = C_d/C_a$, $C_a V_a = C V_t$ en $V_t = \gamma V_0$. De waarde van β correspondeert met de gevonden waarde van v_1 volgens fig. 7. Deze is gebruikt bij de berekening van de bovengrens η_m voor het rendement. Bij de schatting van de toelaatbare stroom (volgens verg. 16, met $\alpha_c' = 5/V_{0a}$) is reeds rekening gehouden met de eerder genoemde afwijkingen van de theorie (blz. 218/219), door voor β een wat kleinere waarde te nemen.

R_s in een op een hoger niveau oscillerende schakeling: de verliezen in de diode nemen vaak af als de gelijkstroom toeneemt. Dit effect hangt o.a. samen met de weerstand van een niet-gedepleteerd stuk van de N-laag („unswept region", zie fig. 19*b* van het voorgaande artikel) dat bij kleine stroomsterkte aanwezig is, maar dat ontbreekt bij de stroomsterkte waarvoor de diode is ontworpen.

De eis dat de wisselspanning niet groter mag zijn dan een fractie γ van de gelijkspanning, is gelijkwaardig met de eis dat de gelijkstroom door de oscillator niet groter mag zijn dan een bepaalde factor maal de startstroom. Uit (10) en (15) vinden we, met $V_t < \gamma V_0$, $C_a \tau_a = C_d \tau_d$ en $\omega\tau_d = \theta$:

$$I_0/I_{start} < C\alpha_c'\gamma V_0/C_d\beta\theta. \qquad (16)$$

In tabel I is ook een schatting opgenomen van de maximaal toelaatbare gelijkstroomsterkte volgens verg. (16), waarbij rekening is gehouden met de vroeger aangestipte afwijkingen van de hier gegeven theorie (blz. 218/219), en voor β derhalve een wat kleinere waarde is genomen dan uit fig. 7 volgt. Het resultaat is dat I_0 niet groter dan ca. 2,5 maal I_{start} mag zijn. Wil men omgekeerd bij een gegeven gelijkstroom I_0 een groot uitgangsvermogen verkrijgen, dan moet men zorgen dat I_{start} ruwweg 2,5 maal zo klein is als I_0. De eerder genoemde eis dat $R_s \ll R_L$ moet zijn, kunnen we daarbij vertalen in de eis dat $I_{start\,s} \ll I_{start}$ moet zijn.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

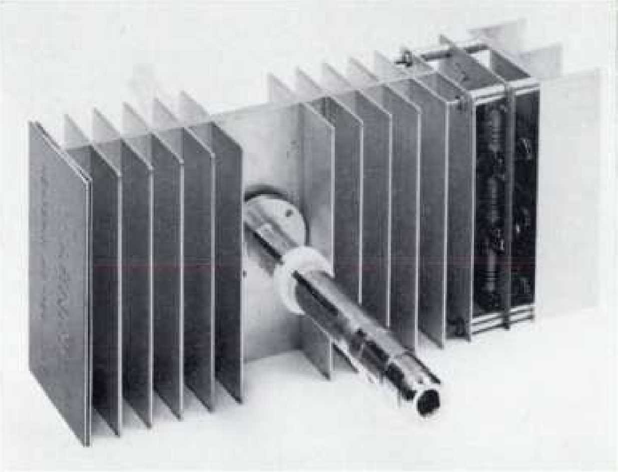
Twee experimentele oscillators

We bespreken thans wat meer in detail de reeds in de inleiding en in fig. 1 genoemde coaxiale oscillator (*fig. 11*), en bespreken ook nog een andere oscillatorconstructie, de microstrip-oscillator van *fig. 12*. Beide zijn ontworpen voor een frequentie van 5 GHz en gebaseerd op een zelfde type diode. Enkele gegevens en meetresultaten zijn samengevat in *tabel II*.

De doorslagspanning van de gebruikte diode is 120 V. De diode is dus geschikt voor de gekozen frequentie van 5 GHz: het produkt fV_b heeft de vrijwel optimale waarde van 600 V GHz. In tabel II is C/C_d op 0,75 gesteld; deze waarde wordt gebruikt bij de schatting van de in verg. (9) gedefinieerde Q van de coaxiale oscillator.

In een coaxiale oscillator van het type van fig. 1 wordt de belastingsreactantie X_L bepaald door de afstand van de $\frac{1}{4}\lambda$-transformator tot de diode, de belastingsweerstand R_L door de diameter ervan. De binnengeleider en de transformator kunnen uit één stuk worden gemaakt. In de schakeling van fig. 11 is de transformator uitgevoerd als een verschuifbaar cilindertje, waardoor de oscillator verstembaar is.

Zoals men in fig. 11 ziet, wordt het grootste gedeelte van de bruto-afmetingen van de oscillator in beslag genomen door koelvinnen. Deze zijn nodig om de in de diode ontwikkelde warmte — die bij de in tabel II voorkomende spanning en stroom van resp. 120 V en 100 mA niet minder dan 12 W bedraagt — snel af te voeren en aldus ongewenste temperatuurverhoging te vermijden. De koelvinnen zijn zo ontworpen dat het koelblok waarin de diode is gemonteerd bij een gedissipeerd vermogen van 15 W niet meer dan 15 graden warmer wordt dan de omgevende lucht. Ten einde goed warmtecontact tussen diode en koelblok te waarborgen, is het varactorhuisje stevig in het blok geklemd.


a

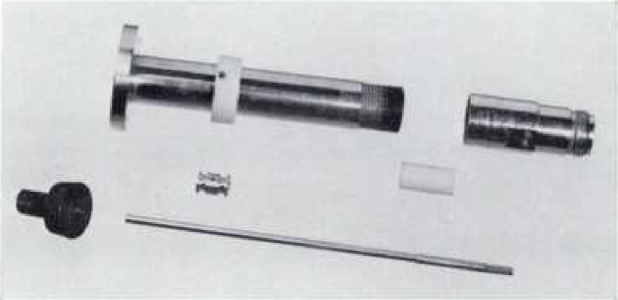

b

Fig. 11. Coaxiale lawine-looptijdoscillator. *a*) De volledige oscillator, *b*) onderdelen van de coaxiale geleider met diode, *c*) het koelblok met diode (links in *b*) vergroot. Het verschuifbare zuigertje in (*b*) is de $\frac{1}{4}\lambda$-transformator; de positie daarvan bepaalt de oscillatiefrequentie. Het gespleten koelblok past enigszins conisch in het koellichaam met de vinnen. Daardoor ontstaat er een goed warmtecontact tussen de diode en het koellichaam, als het koelblok met een moer wordt aangetrokken. Rechts in (*a*) ziet men iets van de schakeling die de voedingsstroom stabiliseert.

c

Uit verg. (8) volgt dat X_L gelijk aan 40 Ω moet zijn om bij de gegeven diode-capaciteit van 0,8 pF een frequentie van 5 GHz te verkrijgen. De nullast-startstroom $I_{start\,s}$ werd op de eerder genoemde wijze gemeten, namelijk door de $\frac{1}{4}\lambda$-transformator te vervangen door een kortsluitzuiger en met een zwak aangekoppelde antenne het starten van het oscilleren vast te stellen. Voor $I_{start\,s}$ vonden we 5 mA. Ten einde de warmteontwikkeling binnen aanvaardbare grenzen te houden, stelden we de maximale gelijkstroom op 100 mA. Wil daarbij de spanningszwaai de toelaatbare waarde nog juist niet overschrijden, dan moet de startstroom 100/2,5 dus 40 mA zijn. Dan is tevens $I_{start\,s} \ll I_{start}$, dus $R_s \ll R_L$, zodat slechts een gering deel van het opgewekte microgolfvermogen in de parasitaire verliesweerstand wordt gedissipeerd. Door $\frac{1}{4}\lambda$-transformators van verschillende diameter te proberen, vonden wij dat de startstroom de vereiste waarde van 40 mA heeft als R_L gelijk aan 5 Ω is. Deze waarde van R_L — waarbij dus juist de toelaatbare spanningszwaai optreedt voor $I_0 = 100$ mA — zou ook uit verg. (12) in combinatie met verg. (9) kunnen worden berekend. De genoemde procedure ter bepaling van de voor R_L vereiste waarde is echter directer en dus aantrekkelijker. In de tabel is tevens de bij $R_L = 5\ \Omega$ behorende waarde van de kwaliteitsfactor Q vermeld.

De factor β zou nu bij $I_0 = 100$ mA theoretisch ongeveer 0,85 moeten zijn (zie tabel I). Met verg. (10) vinden we dan een spanningsamplitude V_t van ongeveer 30 V, d.i. een fractie van 25% van de doorslagspanning. Hiermee is de toelaatbare spanningsamplitude inderdaad vrijwel bereikt, hetgeen blijkt uit de verzadiging van het vermogen bij verdere verhoging

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van de gelijkstroom. Het uitgangsvermogen bij 100 mA is 1,1 W (zie fig. 3). Berekenen we, met $\beta = 0{,}85$, het uitgangsvermogen volgens verg. (11), dan vinden we 1,5 W. Het verschil geeft een indruk van de afwijkingen van de geschetste theorie die kunnen optreden bij $V_t = \gamma V_0$. Met een waarde van 0,73 voor β zouden het gemeten en het berekende vermogen overeenstemmen.

Nemen we aan dat (15) geldig is, dus dat de startstroom evenredig is met de weerstand, dan volgt de verliesweerstand R_s uit de gemeten nullast-startstroom. Met $I_{start,s} = 5$ mA, en $I_{start} = 40$ mA bij $R_L = 5\,\Omega$ vinden we: $R_s = (5/40) \times 5 \approx 0{,}6\ \Omega$. Daar de coaxiale schakeling vrijwel verliesvrij is, moet deze verliesweerstand nagenoeg geheel worden toegekend aan de diode. Volgens andere, rechtstreeks uitgevoerde metingen van de verliesweerstand bedraagt R_s bij $I_0 = 40$ mA minder dan 0,2 Ω. Dit illustreert wat wij reeds eerder opmerkten, namelijk dat R_s vaak afneemt bij verhoging van het oscillatieniveau.

In de tweede oscillator die wij bespreken is de diode aangesloten op een microstripcircuit, dat in fig. 12 in bovenaanzicht is weergegeven. Het circuit bestaat uit een dunne laag metaal op een plaat diëlektricum [6]. Het varactorhuisje met de diode D steekt door een gat in deze plaat en het is bevestigd in een koelblok, waarop ook de plaat is gemonteerd. De eigenlijke oscillator bestaat uit de diode en het ringvormige gedeelte van het circuit. Vergeleken met andere vormen vertoont

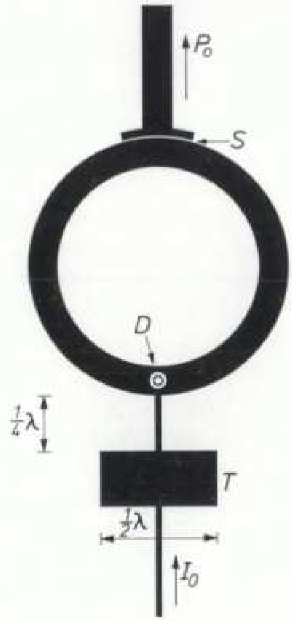


Fig. 12. In microstriplijn uitgevoerde oscillatorschakeling. De plaat diëlektricum (het „substraat") waarop de microstrip is aangebracht [6], en het varactorhuisje met de diode D zijn op één koelblok bevestigd; het varactorhuisje steekt door een gat in het substraat. De gelijkstroomtoevoer (onderaan) is voor microgolven ontkoppeld door de symmetrisch uitgevoerde ¼λ-zijtak T. Het microgolfvermogen P_o wordt afgenomen via de spleetkoppeling S.

Tabel II. Gegevens betreffende de coaxiale oscillator van fig. 11 en de microstrip-oscillator van fig. 12. Beide oscillators zijn ontworpen voor een frequentie van 5 GHz en gebaseerd op een zelfde type diode.

Diode		
doorslagspanning $V_b = 120$ V		gemeten
capaciteit bij doorslag $C = 0{,}8$ pF		gemeten
$C/C_d = 0{,}75$		gesteld
Coaxiale oscillator		
gekozen: $f = 5$ GHz, $X_L = 1/\omega C = 40\ \Omega$		
gemeten nullast-startstroom $I_{start\ s} = 5$ mA		
gekozen maximale gelijkstroom $I_{0m} = 100$ mA		
gekozen $I_{start} = I_{0m}/2{,}5 = 40$ mA ($I_{start} \gg I_{start\ s}$)		
gevonden dat daartoe $R_L = 5\ \Omega$ moet zijn		
berekend $Q = 1/\omega C_d R_L = 6$		
bij $I_0 = 100$ mA:	gemeten $P_o = 1{,}1$ W	
	berekend $P_o = 1{,}5$ W	
	berekend $V_t = 30$ V	
Microstrip-oscillator		
gekozen $f = 5$ GHz, $X_L = 1/\omega C = 40\ \Omega$		
onbelast	$I_{start} = 20$ mA	
	gevonden, door vergelijkende meting aan coaxiale oscillator, $R_s = 2\ \Omega$	
belast	$I_{start} = 40$ mA (keuze koppelspleet S)	
	$R_L + R_s = 5\ \Omega$ (door vergelijking met coaxiale oscillator)	
	dus $R_L = 3\ \Omega$	
	bij $I_0 = 100$ mA: gemeten $P_o = 0{,}75$ W	
	berekend, door vergelijking met coaxiale oscillator, $P_o = \frac{3}{5} \times 1{,}1 = 0{,}66$ W	

een dergelijke ringvorm geringe stralingsverliezen. Voorts ziet men aan de onderzijde de toevoer voor de gelijkstroom en aan de bovenzijde de microgolfuitgang. De gelijkstroomtoevoer is voor microgolven van de oscillator ontkoppeld door de symmetrisch uitgevoerde ¼λ-zijtak T. De uitgang is via de spleet S met de oscillator gekoppeld. Door deze wijze van uitkoppelen zijn uitgang en voedingsschakeling vanzelf gescheiden voor gelijkstroom. Bovendien heeft variatie van de koppeling via variatie van de spleetbreedte weinig invloed op de frequentie. Om reproduceerbare resultaten te verkrijgen moet een dergelijke schakeling wel worden afgeschermd. De schakeling is in zijn geheel gemonteerd in een dikwandig metalen doosje, waarop ook aansluitpluggen voor de voeding en de uitgang zijn gemonteerd.

Bij het ontwerpen van de oscillator wordt de uitgangskoppeling eerst buiten beschouwing gelaten. Uit symmetrieoverwegingen is het punt dat diametraal

[6] Een nadere beschrijving van microstriplijn vindt men in het artikel „Geïntegreerde microgolfschakelingen" van J. H. C. van Heuven en A. G. van Nie in dit nummer, blz. 161.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tegenover de diode ligt dan voor hf. signalen een open uiteinde ($i = 0$). De linker- en de rechterhelft van de ring vormen twee parallel geschakelde stukken microstriplijn, die te zamen de afsluiting van de diode vormen. Na een keuze gemaakt te hebben voor de karakteristieke weerstand van de microstriplijn (dat wil zeggen: voor de breedte van de strip bij gegeven dikte en diëlektrische constante van het diëlektricum), wordt de lengte van de stukken microstriplijn berekend die tot een frequentie van 5 GHz leidt, met andere woorden: waarbij de reactantie X_L van de afsluiting 40 Ω is (bij de gegeven diodecapaciteit van 0,8 pF, zie tabel II). Voor de praktische uitvoering is daar nog een geheel aantal halve golflengten bij geteld. Dit leidde bij het gekozen diëlektricum tot een ringcircuit met een uitwendige diameter van ca. 4 cm.

Ook bij het doormeten van de oscillator lieten wij de uitgangsstrip eerst weg. Daarbij vonden wij een startstroom van 20 mA. Volgens vergelijkende metingen aan de coaxiale oscillator hoort daarbij een totale belastingsweerstand van 2 Ω, die in dit geval dus zuivere verliesweerstand is, en wel voornamelijk van het circuit. Deze relatief grote verliezen moeten aan het gebruik van microstriplijn worden toegeschreven.

Vervolgens koppelden wij de oscillator via de uitgangsstrip zodanig met de nuttige belasting dat de startstroom 40 mA bedroeg. De daarvoor vereiste spleetbreedte werd empirisch bepaald; een theoretische behandeling van dit probleem is namelijk zeer gecompliceerd. Volgens de voorgaande metingen is de totale belastingsweerstand nu 5 Ω. Bij de gevonden verliesweerstand van 2 Ω gaat er dus van het door de diode ontwikkelde vermogen ca. 2/5 in het microstripcircuit verloren en blijft er derhalve ca. 3/5 aan nuttig vermogen over. Bij deze koppeling is de „maximaal toelaatbare gelijkstroom" weer 2,5 × 40 mA, dus 100 mA. Bedenken we dat de diode in de coaxiale oscillator bij 100 mA een vermogen ontwikkelt van 1,1 W, dan verwachten we voor de microstrip-oscillator dus een nuttig vermogen van ca. 0,66 W. Gemeten werd een vermogen van 0,75 W. Dit resultaat is in goede overeenstemming met de verwachte waarde, daar wij bij de onbelaste oscillator het bij het open uiteinde uitgestraalde vermogen als verlies hebben aangemerkt, terwijl dit bij de belaste oscillator gedeeltelijk als nuttig vermogen te voorschijn komt.

Stabiliteit

Van een oscillator verlangt men dat frequentie en amplitude van de oscillatie — anders dan door regeling of modulatie — zo weinig mogelijk variaties vertonen, noch spontaan, noch als gevolg van veranderingen in de omstandigheden. Bij een lawine-looptijdoscillator treden echter gemakkelijk laagfrequente instabiliteiten op als men niet voldoende zorg aan de gelijkstroomvoeding besteedt. Verder is de frequentie steeds min of meer gevoelig voor variaties in de externe belasting en in de temperatuur. Deze twee punten behandelen we nu. De spontane fluctuaties die onder het begrip „ruis" vallen, worden in het volgende hoofdstuk besproken.

De gelijkstroomvoeding

Bij een onzorgvuldige voeding van de diode kan de oscillator instabiliteiten vertonen doordat de diode zich ook voor lage frequenties kan voordoen als een element met een *negatieve* differentiële weerstand. Dit hangt samen met de wijze waarop de ionisatiecoëfficiënt α van de veldsterkte E afhangt (*fig. 13*). De stationaire toestand bij doorslag wordt bepaald door de voorwaarde $\langle\alpha\rangle\, l_a = 1$, waarin $\langle\alpha\rangle$ het tijdgemiddelde van α is. In de omgeving van het punt (α_0,E_0) op de α,E-kromme waar deze toestand bereikt wordt bij hf.-amplitude nul, is de tweede afgeleide van α naar E positief. Is er nu een wisselveld gesuperponeerd op een constant veld E_0' in de buurt van E_0, dan is $\langle\alpha\rangle$ dus groter dan $\alpha(E_0')$, en, om aan de relatie $\langle\alpha\rangle l_a = 1$ te voldoen, moet E_0' dus kleiner zijn dan E_0. Dit brengt een daling van de gelijkspanning over de diode bij toenemende amplitude van de hf. spanning met zich mee. Doordat in een oscillator de hf.-amplitude in het algemeen toeneemt met toenemende gelijkstroom geeft het genoemde effect aanleiding tot een („door de hf. spanning geïnduceerde") negatieve differentiële lf.-weerstand, die we R_{ind} noemen.

Dit effect wordt tegengewerkt door twee andere gelijkstroomeffecten, die beide equivalent zijn met een *positieve* differentiële weerstand. In de eerste plaats een thermisch effect. Bij variatie van de gelijkstroom va-

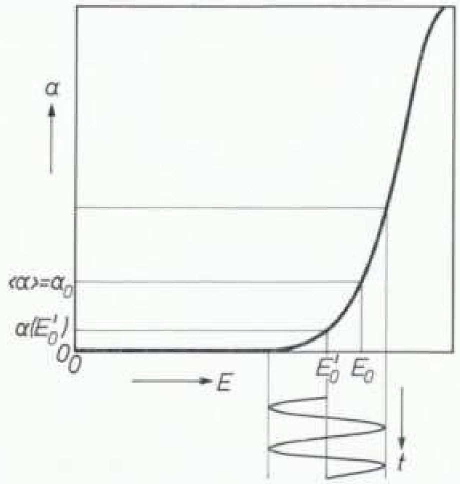


Fig. 13. De ionisatiecoëfficiënt α als functie van de veldsterkte E. Bij grote hf.-amplitudes treedt een gelijkrichteffect op: het constante veld E_0' waarop het hf. veld is gesuperponeerd, moet kleiner dan de doorslagveldsterkte E_0 worden om aan de relatie $\langle\alpha\rangle l_a = 1$ te blijven voldoen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

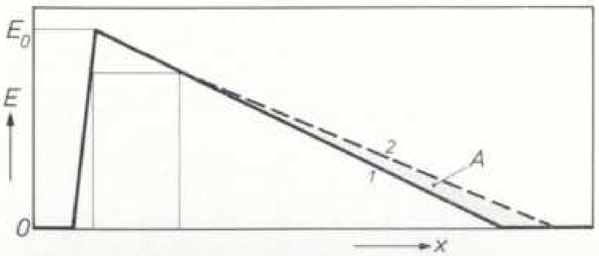


Fig. 14. Het veldprofiel in de diode, *1* bij kleine stroomsterkte, *2* bij grotere stroomsterkte. In geval *2* wordt de ruimtelading van de donors gedeeltelijk gecompenseerd door die van de elektronen in het driftgebied. De veldgradiënt is dus kleiner, en de spanning een bedrag ter grootte van de oppervlakte *A* groter dan in geval *1*. Dit effect komt voor lage frequenties overeen met dat van een positieve weerstand (R_{sc}).

rieert ook de in de diode ontwikkelde warmte. Daardoor varieert tevens de temperatuur. Nu neemt in het algemeen de doorslagspanning toe met de temperatuur. In siliciumdiodes met driehoekig intern veldprofiel als in fig. 4 en bij voor de praktijk gebruikelijke temperaturen, bedraagt deze toeneming van V_b ca. 1,2‰ per graad. Derhalve stijgt de spanning als de gelijkstroom toeneemt. De corresponderende positieve differentiële weerstand noemen we R_{th}. Aangezien de temperatuur de dissipatievariaties alleen kan volgen als deze voldoende langzaam zijn, is dit effect alleen aanwezig bij frequenties die beneden een zekere grenswaarde liggen, de „thermische afsnijfrequentie".

Het tweede positieve weerstandseffect is dat van de ruimtelading van de stroomdragende elektronen in het driftgebied. Deze compenseert gedeeltelijk de ruimtelading van de donors, maakt de veldgradiënt dus kleiner en, omdat de doorslagveldsterkte vastligt, de spanning over het driftgebied groter (*fig. 14*). Neemt de stroom toe, dan neemt ook de ruimtelading toe en daarmede de spanning. De corresponderende weerstand noemen we R_{sc} (sc = space charge).

Voor lage frequenties kan de diode derhalve worden voorgesteld door het schema van *fig. 15*. De traagheid van het thermische effect is weergegeven door de capaciteit C_{th}, die R_{th} bij hoge frequenties kortsluit.

Een nadere analyse leert dat R_{ind} bij grote signalen ($\beta \rightarrow 1$) in absolute waarde ongeveer $(V_t/V_0)Q$ maal zo groot is als R_{sc}. Voor $V_t/V_0 \approx 0{,}3$ overheerst R_{ind} dus reeds als Q groter is dan 3. Boven de thermische afsnijfrequentie is de netto-weerstand dan negatief. Is Q groot genoeg, dan is dit ook beneden de thermische afsnijfrequentie reeds het geval.

De uit de geïnduceerde negatieve weerstand voortvloeiende instabiliteiten kan men bestrijden door in de voedingsschakeling onmiddellijk in serie met de diode een weerstand op te nemen (die in de hf.-schakeling moet worden kortgesloten door een condensator). Deze moet in de praktijk van de orde van grootte van 100 Ω zijn. Bij onvoldoende stabilisatie treedt versterking van de door de lawinevermenigvuldiging opgewekte lf. ruis op, en kunnen zich zelfs lf. oscillaties (b.v. in het MHz-gebied) voordoen. Daardoor kan ernstige parasitaire modulatie van het hf. signaal ontstaan [7].

[7] De invloed van het beschouwde gelijkrichteffect en de geïnduceerde negatieve weerstand op de ruiseigenschappen van de oscillator zijn nader geanalyseerd in: K. Mouthaan en H. P. M. Rijpert, Nonlinearity and noise in the avalanche transit-time oscillator, Philips Res. Repts. 26, 391-413, 1971 (no. 5).

Stabiliteit van de frequentie; verstemming

Variaties van de belasting

Variaties van de belasting leiden tot variaties zowel van het uitgangsvermogen als van de frequentie van de oscillator. Bij een schakeling als in fig. 1 is de oscillator in het ideale geval afgesloten met een aangepaste belasting, dat is een belasting waarvan de reflectiecoëfficiënt Γ nul is. Is Γ niet gelijk nul, dan verschillen ook vermogen en frequentie met die van het ideale geval. Voor de grootste waarde die de relatieve afwijking van vermogen of frequentie bij gegeven Γ kan hebben geldt respectievelijk:

$$(\Delta P)_{max}/P_o = 2\,|\Gamma| \qquad (17)$$

en

$$(\Delta\omega)_{max}/\omega = 2\,|\Gamma|/Q_L. \qquad (18)$$

Of de afwijkingen deze waarden hebben dan wel kleiner zijn, hangt af van het argument van Γ. Verg. (17) en (18) zijn geldig als $|\Gamma| \ll 1$, $Q_L \gg 1$ en $1/\omega C \lessapprox R_0$ is. ($Q_L = 1/\omega C R_L$ en R_0 is de karakteristieke weerstand van de coaxiale leiding.)

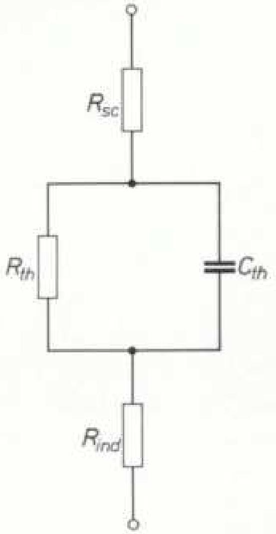


Fig. 15. Het vervangingsschema van de diode voor lage frequenties. Als de negatieve weerstand R_{ind}, geïnduceerd door gelijkrichting van het hf. signaal, overheerst, kan de schakeling instabiel worden voor lage frequenties. De weerstanden R_{sc} en R_{th} representeren resp. het ruimteladingseffect van fig. 14 en een thermisch effect; ze zijn positief. De traagheid van het thermische effect is in rekening gebracht met de capaciteit C_{th}, die R_{th} boven de „thermische afsnijfrequentie" kortsluit.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De relatieve frequentievariaties zijn een factor Q_L kleiner dan de relatieve vermogensvariaties, en des te geringer naarmate Q_L groter is. Een eenvoudige oscillator van het type van fig. 1 heeft een Q_L van 10 tot maximaal 100. Een grotere frequentiestabiliteit kan men verkrijgen door de oscillator te koppelen met een trillingskring van hoge kwaliteit. Voor een dergelijk geval moet men in (18) Q_L vervangen door een effectieve Q voor de hele schakeling.

Omgekeerd kan men de oscillator *verstemmen* door de belasting te variëren. Dit principe is toegepast in de *elektronisch verstembare* oscillator van *fig. 16*. Daarin bevindt zich een tweede diode, waarover de spanning steeds zo laag gehouden wordt dat er geen doorslag optreedt. Door deze spanning te variëren, varieert men de capaciteit van de diode, en daarmee de belasting van de oscillator. Op deze wijze kan men de oscillator in de omgeving van 9,4 GHz over ruim 150 MHz verstemmen, terwijl het uitgangsvermogen daarbij niet al te sterk varieert (*fig. 17*).

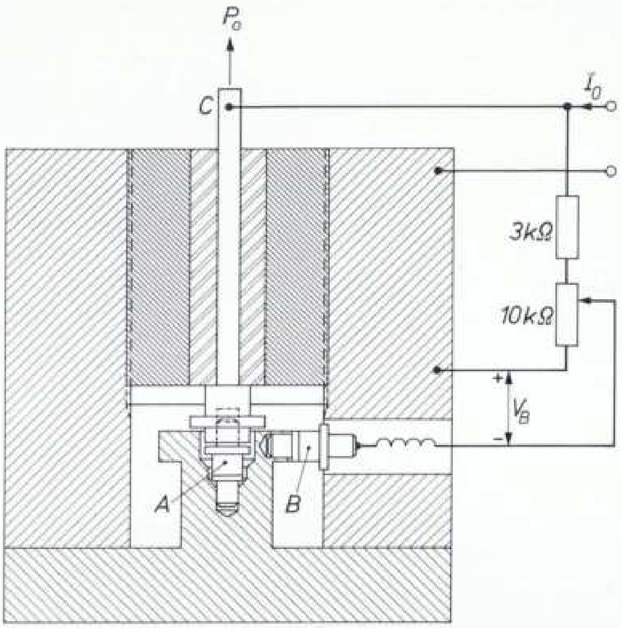


Fig. 16. Een elektronisch verstembare oscillatorschakeling. *A* oscillatordiode. Op de hulpdiode *B* staat een spanning V_B in de keerrichting beneden de doorslagwaarde. De oscillator wordt verstemd door V_B te variëren. Daarmede varieert men de capaciteit van *B*, dus de afsluitreactantie van *A*, en daarmede de frequentie. De oscillator kan op een coaxiale leiding worden aangesloten of ook worden gemonteerd op de brede zijde van een rechthoekige golfpijp, waarbij de binnengeleider *C* fungeert als antenne in de golfpijp.

Variaties van de temperatuur

In eerste benadering wordt de frequentie bepaald door verg. (8). Bij variatie van de temperatuur verandert de frequentie dus als X_L en C temperatuurafhankelijk zijn. Uit verg. (8) volgt:

$$\frac{1}{\omega}\frac{d\omega}{dT} = -\frac{1}{C}\frac{dC}{dT} - \frac{1}{X_L}\frac{dX_L}{dT}. \qquad (19)$$

De variatie van de afstemreactantie X_L met de temperatuur is een kwestie van uitzetting van het materiaal waarvan de microgolfschakeling is gemaakt. In een schakeling als van fig. 1, gemaakt van messing of aluminium, levert de tweede term in (19) een bijdrage van ca. -2×10^{-5} K^{-1}, als men voor de afstand tussen diode en transformator de kortst mogelijke kiest (ongeveer een achtste golflengte); kiest men deze afstand een heel aantal halve golflengten groter, dan wordt deze bijdrage ook groter.

Voor de capaciteitsvariatie is het van belang of de depletielaag bij doorslag al dan niet tot aan het substraat (de N^+-laag in fig. 4) reikt. In het eerste geval is de capaciteit vrijwel onafhankelijk van de temperatuur. In het tweede geval varieert de dikte van de depletielaag, dus de capaciteit C, met de doorslagspanning V_b. In diodes met een driehoekig intern veldprofiel is de relatieve variatie van C dan de helft van die van V_b, en tegengesteld. Bij de reeds genoemde toeneming van 1,2‰ per graad voor V_b vindt men aldus een bijdrage van $+6\times10^{-4}$ K^{-1} voor de eerste term in verg. (19). Om de temperatuurgevoeligheid van de frequentie te reduceren zou men dus diodes moeten maken waarbij de depletielaag tot aan het substraat reikt. Dit is echter slechts een van verscheidene overwegingen die men kan

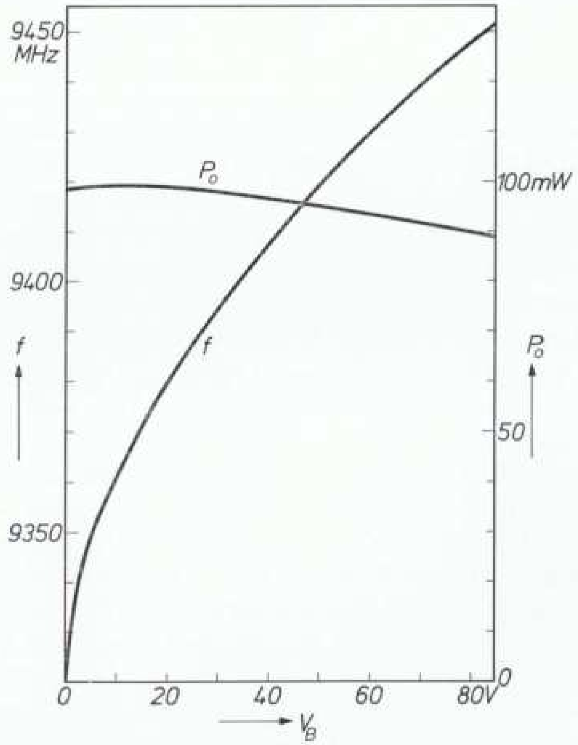


Fig. 17. De frequentie f en het uitgangsvermogen P_o van de elektronisch verstembare oscillator van fig. 16 als functie van de regelspanning V_B. Bij deze meting werd de toegevoerde gelijkstroom I_0 (zie fig. 16) op 70 mA gehouden. De dissipatie in de oscillatordiode *A* is daarbij ca. 1/3 van de maximaal toelaatbare waarde. (De diode, die hier bij ca. 9,4 GHz wordt gebruikt, had een doorslagspanning van 88 V en was dus optimaal voor ca. 7,5 GHz — een illustratie van de op blz. 219 genoemde breedbandigheid van diodes.)

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

betrekken bij de keuze van de dikte van de depletielaag (zie daarvoor ook het voorgaande artikel, blz. 210/211).

Een belangrijke oorzaak van temperatuurgevoeligheid van de frequentie komt in (19) niet tot uiting. Om die te achterhalen moeten we van het schema van fig. 8 terug gaan naar dat van fig. 6. De reactieve component van de totale stroom bestaat voor een klein gedeelte uit de stromen van de — later verwaarloosde — reactieve stroombronnen in fig. 6, en deze bepalen dus mede de frequentie. Eén ervan, die van het driftgebied, bevat de factor $\sin\theta/\theta$. Deze factor hangt in de omgeving van de optimale waarde van θ vrij sterk van θ af, en daarmee van u_s (zie verg. 4c). Men kan afleiden dat dit tot $(1/\omega)\mathrm{d}\omega/\mathrm{d}T$ een bijdrage $+(1/Q_L\Phi_2)(1/u_s)\mathrm{d}u_s/\mathrm{d}T$ levert. Ondanks het feit dat het hier om de variatie van een correctie gaat (hetgeen in de factor $1/Q_L$ tot uiting komt) levert dit effect toch een belangrijke bijdrage. Metingen wijzen er namelijk op dat u_s vrij sterk van de temperatuur afhangt: voor $(1/u_s)\mathrm{d}u_s/\mathrm{d}T$ wordt een waarde van $-10^{-3}\mathrm{K}^{-1}$ vermeld [8]. Met een Q_L van 10 à 100 voor een schakeling als van fig. 1 komt men zo tot een bijdrage van $-10^{-4}\mathrm{K}^{-1}$ à $-10^{-5}\mathrm{K}^{-1}$. Verbetering in dit opzicht is weer mogelijk door Q_L effectief te vergroten door koppeling met een trillingskring van hoge kwaliteit.

Ruis

De bruikbaarheid van een oscillator wordt in hoge mate bepaald door zijn ruiseigenschappen. Bij een lawine-looptijdoscillator die ongeveer met de maximaal toelaatbare amplitude oscilleert zijn deze eigenschappen het gevolg van een ingewikkelde wisselwerking tussen de diode, de voedingsschakeling en de microgolfschakeling [7]. Daarop gaan wij hier niet in. Na een korte schets van de betekenis van ruis voor de praktijk, volstaan wij ermee enkele experimentele gegevens voor de besproken coaxiale oscillator te vermelden.

Het toepassingsgebied waar men in de eerste plaats aan denkt is telecommunicatie, b.v. straalzenders. De oscillator moet dan een draaggolf (frequentie f_0) genereren waarop men informatie kan aanbrengen in de vorm van amplitudemodulatie of frequentiemodulatie. Vindt deze modulatie plaats met frequenties die in een bandje ter breedte B om een zekere frequentie f_m, „de" modulatiefrequentie, zijn gelegen ($B \ll f_m \ll f_0$), dan bestaat het spectrum van de gemoduleerde draaggolf, als men van ruis afziet, behalve uit een hoofdcomponent bij de frequentie f_0, uit twee componenten in twee zijbanden ter breedte B bij de frequenties $f_0 + f_m$ en $f_0 - f_m$. Deze twee componenten bevatten de informatie, en het gaat derhalve om de ruis in de twee zijbanden. Een, o.a. in de telefonie, veel gebruikte waarde voor B, de informatiebandbreedte, is 3 kHz.

Bij amplitudemodulatie is men geïnteresseerd in *amplituderuis* (willekeurige, spontane amplitudefluctuaties), en met name in de verhouding P_n/P_c. Daarbij is P_n het amplituderuisvermogen in de twee zijbanden samen, en P_c het vermogen in de draaggolf (n van „noise", c van „carrier"). Met de besproken coaxiale oscillator, zodanig belast dat Q ca. 7 bedroeg, vonden wij in zijbanden van 3 kHz breed een ruisvermogen van −115 dB ten opzichte van het draaggolfvermogen. Bij een oscillatorvermogen van 1 W is het ruisvermogen in 3 kHz brede zijbanden dus 10^{-12} à 10^{-11} W, zodat men AM-signalen met een modulatieniveau van 100 pW nog zou kunnen verwerken. Voor modulatiefrequenties f_m in het gebied van enkele kHz tot verscheidene MHz hangt het gevonden ruisniveau niet sterk van f_m af. Dit houdt in dat ook een effectieve amplitude die men aan deze modulatie zou kunnen toekennen vrijwel onafhankelijk van f_m is; de ruis is nagenoeg „wit".

Bij frequentiemodulatie is men geïnteresseerd in *frequentieruis*. Het niveau daarvan drukt men gewoonlijk uit in een effectieve waarde Δf_{rms} $(=\sqrt{\langle\Delta f^2\rangle})$ van de spontane frequentiedeviaties Δf die zich voordoen. Deze is $1/\sqrt{2}$ maal de amplitude die een sinusvormige frequentiemodulatie zou moeten hebben om in de zijbanden ter breedte B hetzelfde vermogen (P_n) te geven als de frequentieruis. Uit de theorie van de frequentiemodulatie volgt voor het verband tussen Δf_{rms} en P_n:

$$(\Delta f_{rms}/f_m)^2 = P_n/P_c.$$

Anders dan bij de amplituderuis neemt het ruisvermogen dus af met toenemende f_m als Δf_{rms} constant is, ofwel als de ruis „wit" is. Bij de besproken coaxiale oscillator vonden wij dat Δf_{rms} bij een Q van 6 à 8 in 3 kHz brede zijbanden 400 à 800 Hz bedroeg, en dat deze waarde vanaf zeer lage waarden van f_m tot enkele MHz vrijwel onafhankelijk van f_m was. FM-signalen met modulatieamplitudes van enkele kHz zouden dus nog verwerkt kunnen worden.

Afstemming op hogere harmonischen

De convectiestroom door de diode is rijk aan boventonen als de wisselcomponent van de spanning over de lawinelaag niet te klein is (zie fig. 5). Het is mogelijk van deze eigenschap een nuttig gebruik te maken [9]. Met name kan men de kwaliteit en de ruiseigenschappen van de oscillator verbeteren door de schakeling ook op een der boventonen af te stemmen. Wij volgen

[8] C. Y. Duh en J. L. Moll, Electron drift velocity in avalanching silicon diodes, IEEE Trans. ED-14, 46-49, 1967.

[9] K. Mouthaan, Nonlinear analysis of the avalanche transit-time oscillator, IEEE Trans. ED-16, 935-945, 1969; Two-frequency operation of the avalanche transit-time oscillator, Proc. IEEE 58, 510-512, 1970; Nonlinear characteristics and two-frequency operation of the avalanche transit-time oscillator, Philips Res. Repts. 25, 33-67, 1970. Zie ook [4].

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een kwalitatieve redenering die de essentiële punten naar voren brengt. We beperken ons daarbij tot een schakeling die, behalve op een zekere grondtoon, alleen is afgestemd op de eerste boventoon (de tweede harmonische). Dit geval is in de praktijk betrekkelijk eenvoudig te realiseren.

Wij resumeren eerst nog eens de situatie bij afstemming op slechts één frequentie. De in dat geval zuiver sinusvormige wisselspanning over de diode geeft in het lawinegebied aanleiding tot een convectiestroom die rijk is aan boventonen. Ook de totale stroom, de som van convectiestroom en capacitieve stroom, is dus rijk aan boventonen. De uitwendige belasting legt eveneens een relatie vast tussen stroom en spanning. Deze belasting is zo gekozen dat de impedantie ervan voor de gewenste frequentie de juiste waarde heeft (afstemming). De impedantie moet voor alle boventonen echter zeer laag zijn: alleen dan kan de wisselspanning sinusvormig zijn bij een stroom met veel boventonen.

We veranderen nu de uitwendige keten zodanig dat de schakeling ook op de eerste boventoon is afgestemd, met een niet te lage Q, terwijl de impedantie zowel voor de grondtoon als voor alle andere boventonen ongewijzigd blijft. Om na te gaan welke vorm de spanning dan krijgt, moeten we het verband weten tussen de convectiestroom door het lawinegebied en de spanning erover, voor het geval dat de spanning niet meer zuiver sinusvormig is. Wijkt de spanning over het lawinegebied een relatief klein bedrag $v_a(t)$ van de gemiddelde waarde — de waarde in het werkpunt — af, dan geldt voor de convectiestroom $i_a(t)$ door het lawinegebied:

$$i_a(t) = i_a(0) \exp \{k \int_0^t v_a(\tau) d\tau\}, \qquad (20)$$

waarin $k = 2\alpha_e'/\tau_a$ is [10]. In deze uitdrukking herkent men het exponentiële karakter van de stroom dat aan lawinevermenigvuldiging inherent is. Ook ziet men dat de stroom toeneemt zolang v_a positief is, en afneemt als v_a negatief is. Eén gevolgtrekking die men uit verg. (20) kan maken interesseert ons hier in het bijzonder: is de spanningsvariatie een oneven functie van de tijd, $v_a(-t) = -v_a(t)$, dan is de stroom een even functie: $i_a(-t) = i_a(t)$. Dit is van directe betekenis voor de mogelijke spanningsvorm bij afstemming op een boventoon.

Stel dat de spanningsvariatie en de stroom gegeven worden door:

$$v_a(t) = V_1 \sin \omega t + V_2 \sin (2\omega t + \phi),$$
$$i_a(t) = I_0 + I_1 \cos (\omega t + \psi_1) + I_2 \cos (2\omega t + \psi_2) + \dots . \qquad (21)$$

De faserelaties tussen de fouriercomponenten van $v_a(t)$ en $i_a(t)$ die uit (20) volgen, de „inwendige faserelaties", moeten bij een oscillatie overeenkomen met de „uitwendige", dat zijn de door de belasting bepaalde faserelaties. Voordat de schakeling op de eerste boventoon wordt afgestemd, is V_2 gelijk aan nul. Dan is $v_a(t)$ oneven; $i_a(t)$ is derhalve even en bevat dus alleen cosinustermen, zodat ψ_1 (evenals ψ_2) gelijk aan nul is. Zou er nu, door de afstemming op 2ω, in $v_a(t)$ een term $V_2 \sin (2\omega t + \phi)$ van willekeurige fase ϕ bijkomen, dan zou $v_a(t)$ niet meer een oneven functie zijn, en ψ_1 op grond van (20) in het algemeen afhankelijk worden van V_1 en V_2. Anderzijds moet ψ_1 gelijk aan nul blijven, omdat de uitwendige impedantie voor de grondtoon niet is veranderd.

Deze moeilijkheid treedt niet op als $\phi = 0$ is of als $\phi = \pi$ is. In deze beide gevallen blijft $v_a(t)$ namelijk een oneven functie. Stabiele oscillaties op de frequenties ω en 2ω tegelijk kunnen dus voorkomen voor de waarden 0 en π van ϕ, en men kan bewijzen dat dit ook de enige mogelijke waarden zijn [9]. Deze twee gevallen zijn geïllustreerd in *fig. 18*.

De verbetering waar het nu om gaat, treedt op voor $\phi = \pi$. In fig. 18 ziet men dat in dat geval de perioden van opbouw en daaropvolgende afbraak van de lawine van ladingdragers — dat zijn de perioden waarin v_a achtereenvolgens sterk positief en sterk negatief is — korter zijn dan wanneer de boventoon ontbreekt. De stroomimpuls is daardoor scherper. Dit impliceert, bij gegeven spanningsamplitude van de grondtoon, een grotere waarde van β dan uit fig. 7 zou volgen, en derhalve, bij gegeven gelijkstroom, een grotere stroomamplitude en dus ook een groter vermogen in de grondtoon. In het geval $\phi = 0$ wordt de stroomimpuls vlakker en het vermogen van de grondtoon kleiner.

Om de spanningsvorm te berekenen die optreedt bij een bepaalde voedingsstroom, moet men voor beide frequenties, ω en 2ω, een vervangingsschema als in fig. 9 opstellen (of, voor een nauwkeuriger analyse, een schema dat op fig. 6 is gebaseerd). De grootheden X_{L1}, R_{L1}, ... in het ω-schema verschillen in het algemeen van X_{L2}, R_{L2}, ... in het 2ω-schema. In het bijzonder moet gelden (zie verg. 8):

$$X_{L1} = 1/\omega C,$$
$$X_{L2} = 1/2\omega C.$$

De diode is, met betrekking tot de factor Φ_2 in de stroombron in fig. 9, geoptimaliseerd voor de grondtoon, zodat $\Phi_{21} > \Phi_{22}$ is. Voor elk van de frequenties heeft de schakeling een aparte kwaliteitsfactor Q (zie verg. 9).

Het stroomimpuls-verscherpingseffect dat in fig. 18 werd gedemonstreerd, wordt nu in rekening gebracht door te stellen dat β_1 niet meer alleen van V_1 afhangt volgens fig. 7, maar ook van V_2 en ϕ. Met name is β_1 groter dan volgens fig. 7 als $\phi = \pi$ is (en $V_2 \neq 0$). Evenzo wordt β_2 beïnvloed door de grondtoon, maar

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

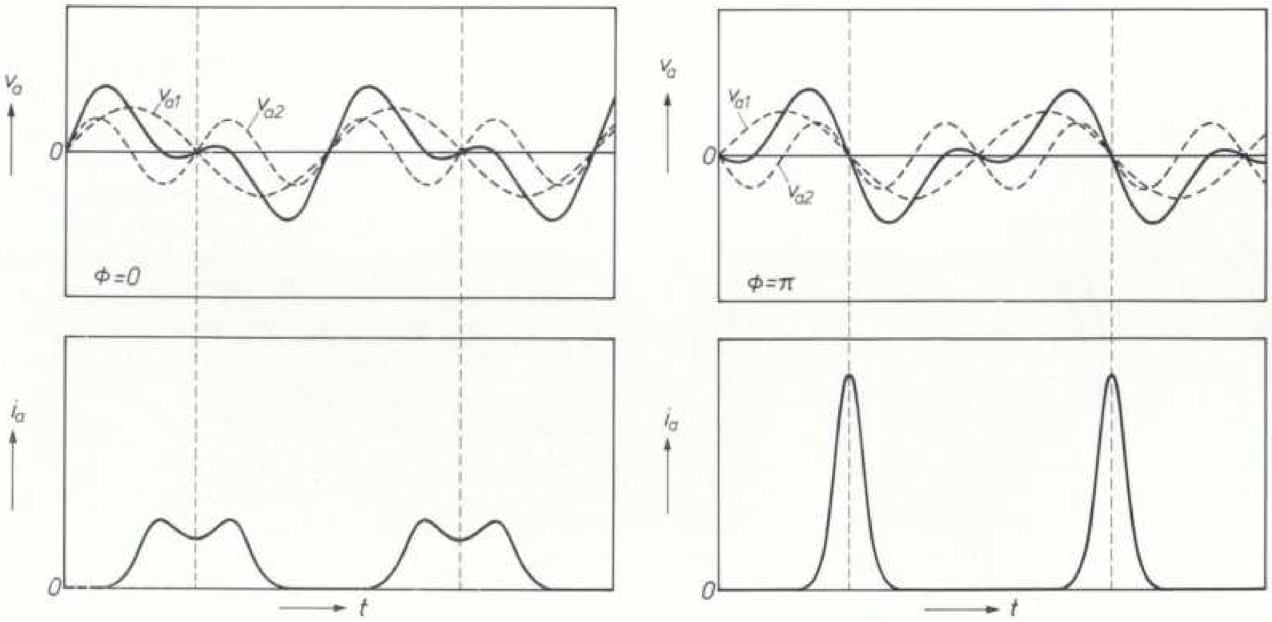


Fig. 18. De uit het lawinegebied tredende convectiestroom $i_a(t)$ volgens (20) bij twee spanningsvormen. De variatie $v_a(t)$ van de spanning over het lawinegebied (de getrokken curve in de bovenste figuur) is een superpositie van de grondtoon (v_{a1}) en de eerste boventoon (v_{a2}) volgens (21). De twee gevallen verschillen in de fase ϕ in (21). De spanningsamplitudes V_1 en V_2 en de gemiddelde waarde van de stroom $i_a(t)$ zijn voor beide gevallen dezelfde. Zowel het faseverschil tussen de grondtonen van stroom en spanning, ψ_1, als dat tussen de eerste boventonen, $\psi_2-\phi$, zijn in beide gevallen onafhankelijk van V_1 en V_2. Bij $\phi=\pi$ verkrijgt men scherpere stroomimpulsen dan bij $\phi=0$.

dat is hier van minder belang. Uit verg. (10) en (11) volgt direct dat de vergroting van β_1 tot uiting komt in een grotere stroomuitsturing en een groter vermogen van de grondtoon.

Bij de normale werking op één frequentie start de oscillatie, bij vergroting van de voedingsstroom I_0, als de beginhelling van $\beta_1 I_0$ als functie van V_a een bepaalde waarde bereikt (zie fig. 10). Op deze wijze vonden we vroeger de startstroom (verg. 15). Met de vergroting van β_1, als $V_2 > 0$ wordt en $\phi = \pi$ is, wordt ook de beginhelling van β_1 vergroot, de vereiste beginhelling van $\beta_1 I_0$ wordt dus eerder bereikt en de startstroom wordt kleiner. Omgekeerd is voor $\phi = 0$ de startstroom groter dan bij de één-frequentie-oscillatie. Voert men de voedingsstroom vanaf kleine waarden op, dan is het eerste signaal dat men krijgt derhalve een twee-frequentie-oscillatie met de faserelatie $\phi = \pi$.

Een significante waarde van V_2 krijgt men alleen als Q_2 voldoende groot is (zie verg. 10), dus als de startstroom voor oscillaties op 2ω alleen, $I_{\text{start 2}}$, voldoende klein is (zie verg. 15). Dit „voldoende" betekent in de praktijk dat $I_{\text{start 2}}$ van dezelfde orde van grootte als I_0 moet zijn. Is R_{s2} erg klein, dan is het mogelijk Q_2 zo groot te kiezen dat $I_{\text{start 2}}$ zelfs kleiner wordt dan $I_{\text{start 1}}$. Bij het opvoeren van I_0 start de oscillator dan eerst in de boventoon, terwijl de grondtoon er pas later bijkomt. Dit kan men beschouwen als een oscillator op 2ω die subharmonischen opwekt. Daarvoor moet Q_2 echter aanzienlijk groter zijn dan Q_1 (b.v. $Q_2 > 100$ voor $Q_1 = 7$). Dit ziet men aan verg. (15): niet alleen is ω_2^2 vier maal zo groot als ω_1^2, ook is Φ_{22} kleiner dan Φ_{21}.

De koppeling van de grondtoontrilling met een boventoontrilling van hogere kwaliteit heeft, behalve de reeds genoemde vergroting van het vermogen, een aanzienlijke verbetering van de ruiseigenschappen van de oscillator tot gevolg, terwijl tevens de frequentiestabiliteit wordt vergroot.

Wij hebben de methode experimenteel beproefd met een oscillatorconstructie volgens fig. 1 die was uitgerust met vier verschuifbare zuigertjes. Met het type diode voor 5 GHz dat ook in de eerder beschreven oscillators werd gebruikt, verkregen we het in *fig. 19* weergegeven uitgangsvermogen en rendement [11]. Vergelijkt men deze met fig. 3, dan ziet men direct de volgende verbeteringen: a) Groter vermogen bij dezelfde gelijkstroom. b) Goede werking nog mogelijk bij een voedingsstroom die aanzienlijk groter is dan 100 mA. Weliswaar stijgt het rendement niet verder als I_0 groter wordt dan 90 mA, maar het vermogen blijft toenemen. c) Een hoger maximum-rendement (9 % tegen 7 %).

---

[10] Verg. (20) volgt onmiddellijk uit verg. (16) van het voorgaande artikel als men $j_s = 0$, $\alpha l_a = \alpha_c l_a + \alpha_c' v_a$, $\alpha_c l_a = 1$, $l_a = u_s \tau_a$, en $i_a(t)$ evenredig met j_c stelt.

[11] K. Mouthaan en H. P. M. Rijpert, Second-harmonic tuning of the avalanche transit-time oscillator, Proc. IEEE 57, 1449-1450, 1969.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

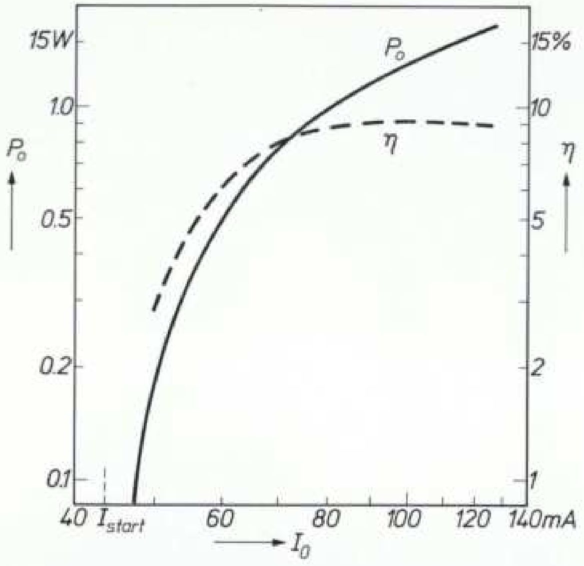


Fig. 19. Uitgangsvermogen en rendement voor 5-GHz-oscillaties van een twee-frequentieoscillator (5 en 10 GHz), een variant met vier verschuifbare zuigertjes van de oscillator van fig. 1. De gunstige invloed van de afstemming op de eerste boventoon ziet men door een vergelijking met fig. 3. Beide figuren hebben betrekking op hetzelfde type diode.

Een speciaal met het oog op twee-frequentie-oscillaties ontworpen oscillator ziet men in *fig. 20*. Ook hier is de diode weer van hetzelfde type en is de grondtoon weer 5 GHz. Evenals in fig. 1 dient de $\frac{1}{4}\lambda$-transformator voor afstemming op de grondtoon. Resonantie op 10 GHz is verkregen met de door een zuigertje kortgesloten zijtak, die voor 10 GHz $\frac{1}{2}\lambda$ lang is. Er ontstaat op 10 GHz dus een staande golf met een knoop op de splitsing, zodat er geen vermogen naar de uitgang gaat. De zijtak is voor 5 GHz $\frac{1}{4}\lambda$ lang en heeft dus vrijwel geen invloed op de 5-GHz-golven. De twee oscillaties kunnen nauwkeurig op elkaar worden afgestemd (frequentieverhouding 1 : 2) door middel van de capacitieve afstemschroef, die voor 5 GHz op een halve golflengte van de diode is geplaatst, dus elektrisch parallel met de diode.

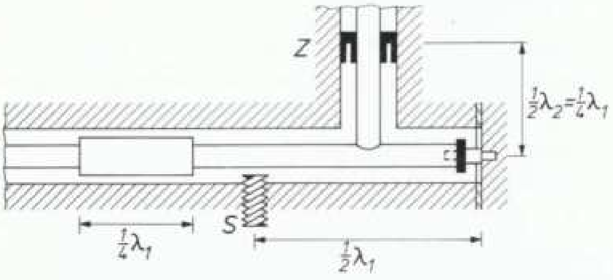


Fig. 20. Coaxiale oscillatorschakeling die speciaal is ontworpen voor werking op twee frequenties (5 en 10 GHz). Voor 5 GHz is de oscillator equivalent met die van fig. 1. Resonantie van hoge kwaliteit op 10 GHz is verkregen met de kortgesloten zijtak Z, die $\frac{1}{2}\lambda$ lang is voor 10 GHz. Met de capacitieve afstemschroef S worden de twee oscillaties nauwkeurig op elkaar afgestemd in de frequentieverhouding 1 : 2.

In deze oscillator varieerde de startstroom voor 10 GHz-oscillaties van diode tot diode van 35 tot 45 mA. De startstroom voor 5 GHz werd door de keuze van de $\frac{1}{4}\lambda$-transformator groter dan 45 mA gemaakt (45-65 mA). De hier bereikte lage waarde van de startstroom voor 10 GHz (de hoge waarde van Q_2) leidt ertoe dat gemakkelijk spanningsoversturing in de boventoon kan optreden. Als gevolg daarvan ontstond bij uitgangsvermogens groter dan 1 W parasitaire modulatie door versterkte lf. ruis. Voor vermogens beneden 1 W was de frequentieruis echter 20 dB minder dan bij oscillaties op één frequentie.

Op mogelijke andere toepassingen van schakelingen die op twee frequenties werken, waarbij men bij voorbeeld kan denken aan versterkende frequentievermenigvuldigers en -delers [4], gaan wij hier niet in.

Injectie van een gestabiliseerd signaal met dubbele frequentie

Hierboven bleek het mogelijk door een eenvoudige uitbreiding van de microgolfschakeling een tweefrequentieoscillator te maken die betere eigenschappen heeft dan een één-frequentieoscillator met dezelfde diode. Om dit idee te kunnen verwezenlijken moet men echter wel hoge eisen aan de diode stellen. Deze wordt geoptimaliseerd voor de grondfrequentie f_0. Derhalve is de negatieve weerstand bij de frequentie $2f_0$ betrekkelijk gering, zodat bij nog betrekkelijk geringe parasitaire verliezen de diode zich bij de frequentie $2f_0$ al passief in plaats van actief gedraagt. Dit bezwaar doet zich niet voor bij de in *fig. 21* schematisch weergegeven variant op het thema, die daarom voor de praktijk interessant is.

De schakeling bevat twee lawine-looptijdoscillators (A en B), één voor de frequentie f_0 en één voor de frequentie $2f_0$, elk met een voor de eigen frequentie geoptimaliseerde diode. De oscillator B is gestabiliseerd door een transmissietrilholte C van hoge kwaliteit, waardoor de frequentieruis wordt onderdrukt. Het verkregen signaal met frequentie $2f_0$ wordt geïnjecteerd in oscillator A. Er treedt nu in oscillator A een zelfde koppeling op tussen de signalen van frequentie f_0 en $2f_0$ als hierboven werd beschreven. De transmissietril-

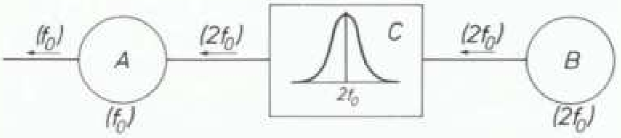


Fig. 21. Schema voor injectie van een signaal met de dubbele frequentie. A hoofdoscillator (frequentie f_0), B hulposcillator (frequentie $2f_0$), C transmissietrilholte van hoge kwaliteit voor frequentie $2f_0$. Het door de trilholte gestabiliseerde signaal van B wordt in A geïnjecteerd, waardoor het uitgangssignaal van A in kwaliteit verbetert. De transmissietrilholte laat alleen signalen van frequentie $2f_0$ door, niet die van frequentie f_0.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

holte is zo gemaakt dat signalen met frequentie f_0 niet worden doorgelaten, zodat oscillator A niet terugwerkt op oscillator B. Het uitgangssignaal van oscillator A met frequentie f_0 heeft nu de gunstige ruiseigenschappen van het gestabiliseerde signaal met frequentie $2f_0$.

Wij hebben volgens dit principe een oscillator gebouwd voor 6 GHz (*fig. 22*). De coaxiale hoofdoscillator voor 6 GHz en de eveneens coaxiale hulposcillator voor 12 GHz zijn verbonden door een stuk rechthoekige golfpijp. Door middel van twee schotten met koppelspleten, op een onderlinge afstand van $\frac{3}{2}\lambda$ voor 12 GHz, is van een gedeelte van de golfpijp een trilholte voor 12 GHz gemaakt, met een belaste kwaliteitsfactor van ca. 200. De afsnijfrequentie van de golfpijp is ca. 8 GHz, zodat de 12-GHz-golven goed worden doorgelaten, maar de 6-GHz-golven in het geheel niet.

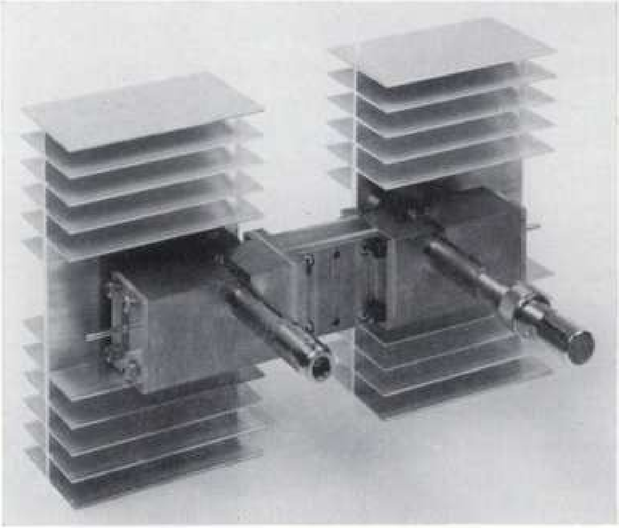


Fig. 22. Oscillator voor 6 GHz volgens het schema van fig. 21. De verbinding tussen de coaxiale hoofdoscillator (links) en de coaxiale hulposcillator (rechts), met daarin de trilholte (midden), bestaat uit een golfpijp met een afsnijfrequentie van 8 GHz, zodat 12-GHz-golven worden doorgelaten maar 6-GHz-golven niet. Het 6-GHz-uitgangssignaal vertoont ca. 30 dB minder ruis dan dat van de 6-GHz-oscillator zonder geïnjecteerd signaal.

Het coaxiale uiteinde van de 12-GHz-oscillator is reflectievrij afgesloten ten einde parasitaire oscillaties op lage frequenties te voorkomen. Het coaxiale uiteinde van de 6-GHz-oscillator vormt de uitgang voor het 6-GHz-signaal.

Met deze schakeling hebben wij in twee 3 kHz brede, symmetrisch gelegen zijbanden een effectieve frequentiefluctuatie gemeten van slechts 10 à 20 Hz in een uitgangssignaal van 1 W. Dit is een verbetering van meer dan 30 dB ten opzichte van de 6-GHz-oscillator zonder geïnjecteerd signaal.

Samenvatting. De eigenschappen van lawine-looptijdoscillators worden geanalyseerd aan de hand van vervangingsschema's. Het actieve element, de lawine-looptijddiode, wordt tot doorslag gebracht en met een gelijkstroom gevoed. Kenmerkend voor het hf.-gedrag zijn de creatie van ladingpakketten in het lawinegebied en het looptijdeffect daarvan in het driftgebied. Analyse leidt tot een vervangingsschema dat bij voldoend hoge frequenties kan worden vereenvoudigd tot twee capaciteiten, en een stroombron in tegenfase met de hf. spanning. De frequentie van de oscillator (diode + afsluiting) wordt in hoofdzaak bepaald door de afsluitreactantie, de amplitude door voedingsstroom en afsluitweerstand. De hf. spanning moet worden beperkt tot ca. 30% van de doorslagspanning. Dit leidt voor gebruikelijke diodes tot een bovengrens van ca. 15% voor het rendement, en tot een toelaatbare voedingsstroom van ca. 2.5× de zg. startstroom.

De analyse wordt toegepast op twee experimentele oscillators met siliciumdiodes, beide voor 5 GHz, de ene coaxiaal en de andere uitgevoerd in microstriplijn. Het uitgangsvermogen van de coaxiale oscillator is ruim 1 W, het rendement ca. 7%.

Gelijkrichting van het hf. signaal in de diode kan laagfrequentinstabiliteiten veroorzaken, waarmee men bij het ontwerpen van de voedingsschakeling rekening moet houden. Variaties in de belasting en in de temperatuur kunnen frequentievariaties veroorzaken. Frequentiestabiliteit wordt bevorderd door koppeling met een kring van hoge kwaliteit. Via de belasting kan men een oscillator verstemmen. Als voorbeeld wordt een oscillator voor ca. 9,4 GHz besproken die over 125 MHz elektronisch verstembaar is.

Een lawine-looptijdoscillator kan, wat uitgangsvermogen, rendement, ruis en frequentiestabiliteit betreft, aanzienlijk worden verbeterd door de schakeling ook af te stemmen op een hogere harmonische. Dit wordt theoretisch toegelicht en met experimentele voorbeelden gedemonstreerd. Met een volgens dit principe werkende coaxiale oscillator voor 5 GHz, met een siliciumdiode, is een uitgangsvermogen verkregen van 1,75 W, een rendement van ruim 9%, en een ruisniveau dat 20 dB lager is dan bij afstemming op één frequentie. Meer mogelijkheden voor de praktijk biedt waarschijnlijk een variant op dit thema: een oscillator die gekoppeld wordt met een gestabiliseerde hulposcillator voor de dubbele frequentie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Philips techn. T. 32, 232-240, 1971, no. 6/7/8/9

Anomale oscillaties met een lawine-looptijddiode

P. J. de Waard

Inleiding

In 1967 ontdekte men dat er in een lawine-looptijd-oscillator, behalve normale looptijdoscillaties zoals in de twee voorgaande artikelen [1] zijn behandeld, ook een trillingswijze van geheel andere aard kan optreden [2]. Kenmerkend voor deze „anomale oscillatie" is in de eerste plaats het zeer hoge rendement. Onlangs zijn anomale oscillaties verkregen met een rendement van 75% [3], terwijl men voor normale oscillaties niet veel meer dan 15% mag verwachten [4]. Ook het uitgangsvermogen (meer dan 10 W) en de stroomdichtheid (enkele duizenden A/cm^2) zijn veel hoger dan welke men bij normale oscillaties vindt.

Kenmerkend is voorts de frequentie, die lager is en bovendien veel minder beperkt wordt door de gebruikte diode dan bij looptijdoscillaties. Zo kan men met een diode die geschikt is voor looptijdoscillaties van enkele GHz, anomale oscillaties opwekken waarvan men de frequentie, door aanpassing van de schakeling, elke waarde kan geven in het gebied van ruwweg 100 MHz tot 1 GHz.

Deze anomale oscillaties treden gemakkelijk op in schakelingen die afstembaar zijn op verschillende frequenties tegelijk. Zij worden daarom in het algemeen opgewekt en bestudeerd in schakelingen waarin de diode is aangesloten op een coaxiale geleider met verschillende afstemzuigers. Voor de anomale oscillaties zelf fungeert een stuk van de coaxiale geleider daarbij als *vertragingslijn*, waarvan de lengte de oscillatiefrequentie bepaalt. Naar men algemeen aanneemt is er een normale looptijdoscillatie voor nodig om de anomale oscillatie op gang te brengen. De schakeling moet dan ook steeds, behalve op de gewenste anomale oscillatie, afgestemd zijn op een looptijdoscillatie, die daarbij een hogere harmonische van de anomale oscillatie is.

Behalve de looptijdoscillaties en de bedoelde oscillaties met zeer hoog rendement doen zich in lawine-looptijdoscillators vaak nog andere soorten oscillaties voor, b.v. relaxatieoscillaties, die echter door hun lage rendement en lage frequentie weinig interessant zijn, en meer als een hinderlijk bijverschijnsel worden ondervonden. Eigenlijk vallen deze alle onder de term „anomale oscillaties", maar in dit artikel bedoelen we met deze term alleen de oscillaties met hoog rendement.

Oscillaties kunnen slechts optreden wanneer zich in de keten een element bevindt dat bij de oscillatiefrequentie een negatieve weerstand vertoont. Neemt men bij gelijkstroom of lage frequentie de stroom-spanningskarakteristiek op van een lawine-looptijddiode zonder meer, dan vindt men bij alle stroomsterkten een positieve differentiële weerstand. Wij hebben echter gevonden dat deze karakteristiek een geheel andere vorm krijgt, en met name een groot stuk met negatieve helling vertoont, als hij wordt gemeten *terwijl de diode zich in een schakeling van het genoemde type bevindt en aan anomale oscillaties deelneemt*. Een aldus gemeten karakteristiek noemen we „quasistatisch". Hierbij zij opgemerkt dat wij alleen hebben gewerkt met zg. „punch-through"-diodes, dat zijn diodes waarin het middenstuk zo zwak is gedoteerd dat bij doorslag de depletielaag tot aan *beide* contactgebieden reikt, en de veldgradiënt in het middenstuk klein is (zie fig. 2*a*). Alleen met dit type diodes konden wij in onze opstelling anomale oscillaties opwekken [5].

Als werkhypothese hebben wij nu gesteld dat de gemeten quasistatische karakteristiek ten grondslag ligt aan de anomale oscillaties zelf, m.a.w. dat zij vereenzelvigd kan worden met een „echte", voor ogenblikswaarden van stroom en spanning geldige, karakteristiek. Uitgaande van deze werkhypothese konden wij computersimulaties van de oscillaties uitvoeren, dat wil zeggen: op basis van een vervangingsschema van de schakeling het stroom- en spanningsverloop numeriek, met behulp van een computer, berekenen; daarbij hebben wij de diode eenvoudig gedefinieerd door de gemeten karakteristiek. Aldus kon inzicht worden verkregen in de werking van de oscillator als geheel; in het bijzonder konden wij op deze wijze bij voorbeeld de schakeling optimaliseren, door vergelijking van de rekenresultaten voor verschillende waarden van de parameters in het schema. Dergelijke computer-simulaties worden bij microgolfwerk veel toegepast, omdat het variëren van parameters in de echte opstelling vaak zo moeilijk is.

Bij onze bestudering van de anomale oscillator als geheel zijn wij dus voorbijgegaan aan wat er in de diode zelf gebeurt. Toch zullen wij, in het volgende hoofdstuk van dit artikel, ook aandacht schenken aan enkele inzichten die de processen in de diode betreffen, en die de vorm van de gemeten karakteristiek kwalitatief kunnen verklaren, omdat deze een belangrijke ondersteuning voor onze werkhypothese vormen. Wel

Ir. P. J. de Waard, medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dient te worden opgemerkt dat het beeld dat wij daarbij geven van de verschijnselen in de diode nog speculatief van karakter is, en bij voorbeeld enigszins afwijkt van de computer-simulaties van deze verschijnselen die andere onderzoekers, uitgaande van bepaalde vergelijkingen voor de basisprocessen in de diode, hebben uitgevoerd [6].

In de overige hoofdstukken bespreken wij achtereenvolgens het voor de computer-simulaties gebruikte vervangingsschema, aan de hand daarvan de werking van de anomale oscillator, het rendement dat men theoretisch kan verwachten, de opstelling waarmee wij hebben geëxperimenteerd, en enkele van onze meet- en rekenresultaten.

De quasistatische diodekarakteristiek

Een voorbeeld van een quasistatische karakteristiek, gemeten aan een van onze diodes, is de getrokken curve van *fig. 1*. Hierboven werd er reeds op gewezen dat zulke curven verkregen worden terwijl de schakeling oscilleert. Nauwkeuriger gezegd: wij stellen eerst de schakeling zo in dat hij anomaal oscilleert; vervolgens veranderen we niets meer aan de instelling dan alleen de gemiddelde stroom I_0 door de diode (de voedingsstroom), en meten als functie van I_0 de gemiddelde spanning V_0 over de diode; dit levert de getrokken curve. Maken we anderzijds oscillaties onmogelijk, bij voorbeeld door het aanbrengen van dempend materiaal, dan vinden we de gestreepte curve. Natuurlijk is er bij een gegeven niet te kleine I_0 nog wel een verscheidenheid van instellingen waarbij zich anomale oscillaties voordoen. De daarbij gevonden karakteristieken lopen echter niet zeer sterk uiteen. Indien zich verschillen van enig belang voordoen beschouwen we, om redenen die later duidelijk zullen worden, de karakteristiek met het diepste minimum als representatief voor de diode.

Door combinatie van enkele ideeën [7] [8] betreffende de verschijnselen in de diode bij grote stroomsterkte zouden we een en ander kwalitatief als volgt kunnen verklaren. Daarbij onderscheiden we in de karakteristiek twee stukken. Aan het eerste stuk ligt een eenvoudig gelijkrichteffect ten grondslag [9]. Stel dat I_0 vanaf nul langzaam wordt opgevoerd. De spanning stijgt aanvankelijk snel, tot de doorslagspanning V_b is bereikt. Overschrijdt I_0 de startstroom, dan treden looptijdoscillaties op, zodat er over de diode, behalve de gelijkspanning, ook een wisselspanning komt te staan; de amplitude daarvan neemt toe met de voedingsstroom. Zou nu de topspanning van elke periode veel groter zijn dan V_b, dan zou er, door het exponentiële karakter van het lawine-effect, in elke periode een zeer sterke stroomimpuls ontstaan. Bij de gegeven beperkte

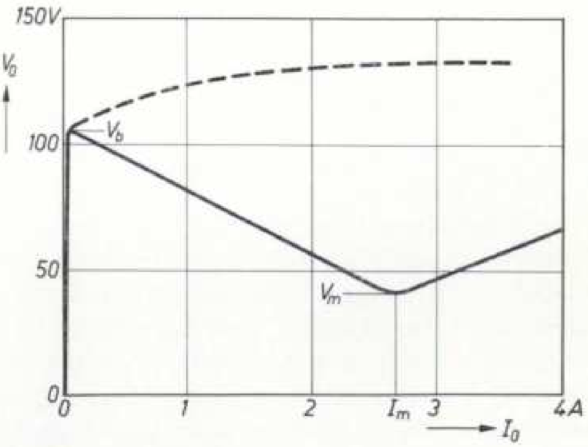


Fig. 1. De quasistatische karakteristiek (getrokken lijn) van een planaire siliciumdiode, d.i. de gelijkspanning V_0 over de diode als functie van de gelijkstroom I_0 door de diode terwijl deze deel uitmaakt van een schakeling die zo is ingesteld dat hij bij niet te kleine stroomsterkte I_0 anomaal oscilleert. Voorkomt men het oscilleren, dan vindt men de gestreepte curve. V_b doorslagspanning. V_m en I_m worden resp. dalspanning en dalstroom genoemd.

gemiddelde stroomsterkte kan dit niet. De gemiddelde spanning stelt zich derhalve anders in, en wel zodanig dat de topspanning minder ver boven V_b uitkomt; de gemiddelde spanning daalt. Daarmede is het beginstuk van het dalende traject verklaard.

Deze verklaring is niet bruikbaar voor het gehele dalende traject, omdat vanaf een zekere sterkte van de voedingsstroom de amplitude van de looptijdoscillatie niet verder stijgt [10]. Voor het tweede stuk vinden wij de volgende globale verklaring het meest plausibel.

In *fig. 2a* is een veldprofiel bij doorslag geschetst dat typerend is voor de door ons gebruikte diodes. Voeren we de stroomsterkte enigszins op dan ontstaat er, zoals in de voorgaande artikelen is besproken, in de omgeving van maximale veldsterkte een lawinegebied, en, in fig. 2*a* rechts daarvan, een driftgebied voor elektronen. Er zijn nu twee effecten die ertoe leiden dat er, bij verder toenemende stroomsterkte, ten slotte een profiel zal ontstaan van het type van fig. 2*b* [7]. Omdat in fig. 2*a* en *b* de grootte van het naar *links* gerichte veld is uit-

[1] D. de Nobel en M. T. Vlaardingerbroek, Lawine-looptijddiodes; dit nummer blz. 198.
K. Mouthaan, Lawine-looptijdoscillators; dit nummer blz. 216.
[2] H. J. Prager, K. K. N. Chang en S. Weisbrod, Proc. IEEE **55**, 586, 1967.
[3] D. F. Kostishack, Proc. IEEE **58**, 1282, 1970.
[4] Zie de tabellen op blz. 207 en blz. 221 van de twee voorgaande artikelen in dit nummer [1].
[5] Andere onderzoekers hebben ook wel anomale oscillaties verkregen met diodes die niet van dit type zijn.
[6] B. C. DeLoach Jr. en D. L. Scharfetter, IEEE Trans. **ED-17**, 9, 1970.
[7] Zie b.v. H. C. Bowers, IEEE Trans. **ED-15**, 343, 1968.
[8] A. M. Barnett, IBM J. Res. Devel. **13**, 522, 1969.
[9] Dit gelijkrichteffect is op een andere wijze ook in het artikel van Mouthaan [1] besproken; zie fig. 13 (blz. 224) aldaar.
[10] Zie het artikel van De Nobel en Vlaardingerbroek [1], blz. 207/208.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gezet, geeft positieve lading een negatieve (van links naar rechts dalende) helling, negatieve lading een positieve helling. Derhalve wordt in de eerste plaats, door het toenemende aantal elektronen, het veldprofiel in het driftgebied meer en meer horizontaal, waardoor het lawinegebied zich uitbreidt. In de tweede plaats zijn er in het lawinegebied links veel gaten, rechts veel elektronen; links wordt de helling dus negatief, rechts positief, en het resultaat is ten slotte een deuk in het veldprofiel. Lawinevorming vindt in fig. 2*b* aan beide zijden van de depletielaag plaats. Bij een dergelijk veldprofiel nu is het wel aannemelijk dat de karakteristiek een negatieve helling krijgt. Immers, bij toenemende stroomsterkte worden de hellingen van het dal steiler. Aangezien de depletielaag niet veel breder kan worden (als het P^+- en het N^+-gebied voldoende sterk gedoteerd zijn) en de toppen niet ver boven de doorslagveldsterkte kunnen stijgen, moet het dal dieper worden. Het oppervlak onder de kromme, dat is de spanning, daalt dus.

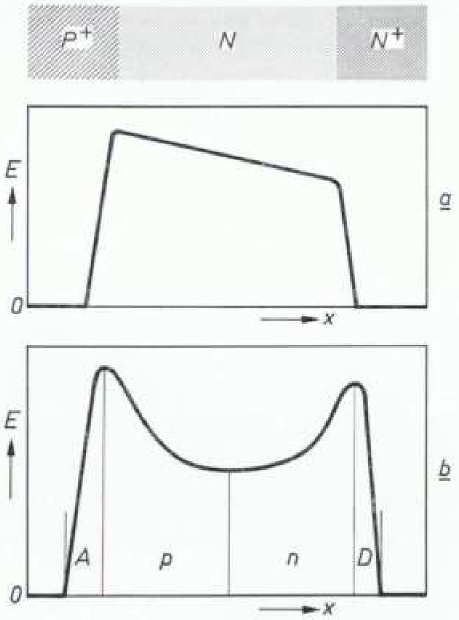


Fig. 2. Het veronderstelde veldprofiel in een diode bij doorslag (*a*) en bij grote stroomsterkte (*b*). Bij de hier gebruikte diodes reikt bij doorslag de depletielaag tot aan het N^+-gebied. Bij kleine stroomsterkte worden in het gebied van maximale veldsterkte (links in *a*) door lawinevorming gaten en elektronen vrijgemaakt; daarvan lopen de elektronen door het *N*-gebied naar rechts. Bij grote stroomsterkte ontstaat ten gevolge van de lading van de gaten en de elektronen een profiel met een deuk. *A*, *p*, *n* en *D* geven aan waar de lading overheerst van resp. acceptors, gaten, elektronen en donors. Lawinevorming vindt nu in beide toppen plaats.

Voor diodes van het genoemde type vindt men deze resultaten in kwantitatieve vorm als men, uitgaande van analytische uitdrukkingen voor het doteringsprofiel en van bekende uitdrukkingen [11] voor de ionisatiecoëfficiënten en de driftsnelheden van gaten en elektronen in silicium als functies van de veldsterkte, de vergelijkingen voor het veld en de gaten- en elektronenstromen numeriek oplost [7]. Wij hebben dergelijke berekeningen uitgevoerd voor een van onze diodes. Resultaten daarvan ziet men in *fig. 3*. In fig. 3*a* ziet men duidelijk de genoemde deuk in de veldlijn verschijnen als de stroomdichtheid voldoende groot wordt. Zoals men in fig. 3*b* ziet, zijn bij grote stroomsterkte over een groot gebied in het midden van de diode de gaten- en elektronenstroom ongeveer even groot. Er is daar een vrijwel neutrale wolk van ladingdragers. Dit is het plasma waarvan sprake is in de naam TRAPATT (trapped plasma avalanche triggered transit) die wel gebruikt wordt voor anomaal oscillerende diodes. Deze naam, die wij hier niet verder zullen verklaren, is gebaseerd op een enigszins ander, meer dynamisch beeld van de verschijnselen in de diode dat naar voren komt bij de eerder genoemde computersimulaties van deze verschijnselen [6]. Daarbij loopt er gedurende elke periode een golf door het veldprofiel. In het hierboven geschetste beeld wipt het veldprofiel alleen op en neer tussen vormen als die van fig. 3*a*.

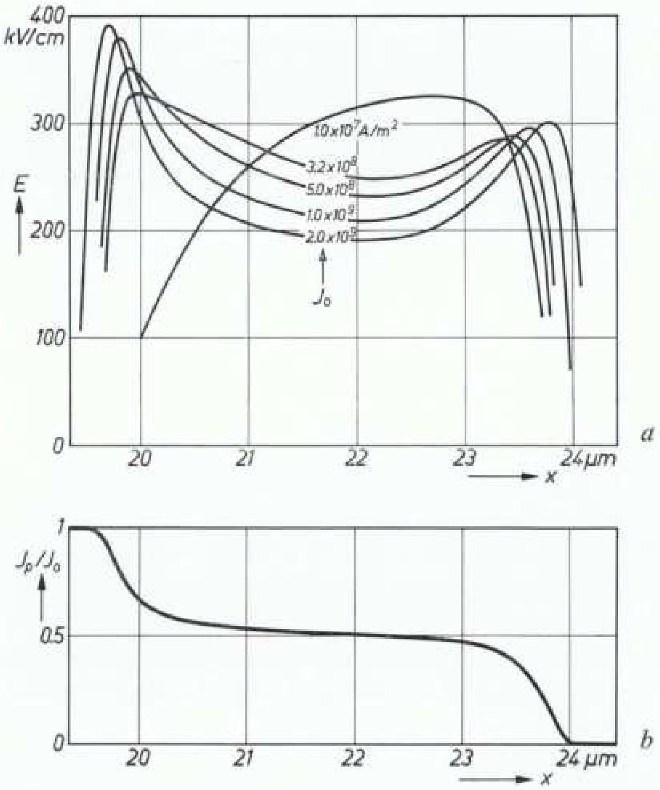


Fig. 3. *a*) Resultaten van computer-berekeningen van de veldsterkte *E* als functie van *x*, de afstand vanaf de bovenkant van de oorspronkelijke siliciumplak, voor verschillende waarden van de stroomdichtheid J_0. *b*) Idem van J_p/J_0, de fractie van de stroom die door gaten wordt gedragen, voor het geval $J_0 = 2 \times 10^9$ A/m². De berekeningen zijn gebaseerd op het bekende verloop [11] van de ionisatiecoëfficiënten en van de driftsnelheden van gaten en elektronen in silicium als functie van de veldsterkte, alsmede op het gemeten doteringsprofiel.

Dat de negatieve helling zich niet voordoet als de diode niet oscilleert (fig. 1, streeplijn), wordt als volgt verklaard. Treedt er, loodrecht op de stroomrichting, een toevallige fluctuatie in de stroomverdeling op, zodanig dat plaatselijk de stroomdichtheid iets toeneemt, dan is daar, wegens de dalende karakteristiek, de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

spanningsval over het depletiegebied lager. Hierdoor worden meer ladingdragers uit de toevoergebieden aangetrokken, zodat de stroomdichtheid verder toeneemt. Dergelijke fluctuaties versterken dus zichzelf, en er ontstaan *stroomkanalen* [8]. Daarmee wordt echter ook in het toevoergebied de stroom in nauwe kanalen samengeperst, waardoor effectief de weerstand ervan hoger wordt. Dit laatste effect overtreft, naar men aanneemt, het negatieve-weerstandseffect in de depletielaag, zodat de karakteristiek van de gehele diode toch een positieve helling heeft.

Vervangingsschema; werking van de oscillator

Het vervangingsschema dat wij aan onze computersimulaties ten grondslag hebben gelegd is in *fig. 4* weergegeven. Daarbij is verondersteld dat de diode de karakteristiek heeft van *fig. 5*; dit is een karakteristiek als in fig. 1, vereenvoudigd tot een stuksgewijs lineaire curve. In fig. 4 ziet men een stroombron waarop een diode D in de keerrichting is aangesloten, en parallel met D, via een „koppelnetwerk" N, een vertragingslijn DL. Via een laagdoorlatend filter F is de vertragingslijn afgesloten met een aangepaste belastingsweerstand

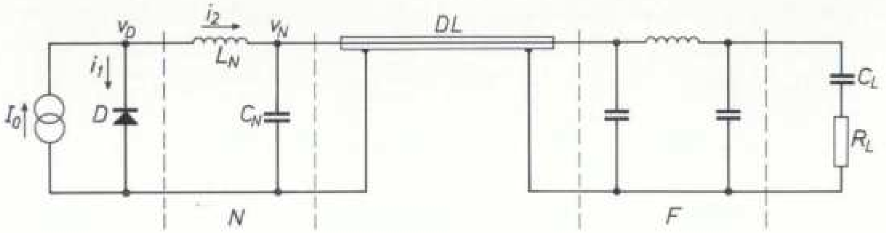


Fig. 4. Het vervangingsschema van de anomale oscillator dat gebruikt is als uitgangspunt voor computer-simulatie. De eigenschappen van de diode zijn hierbij gedefinieerd door de karakteristiek van fig. 5. De door de stroombron geleverde stroom I_0 verdeelt zich over de diode D en de rest van de schakeling; $I_0 = i_1 + i_2$. Door de werking van het netwerk N, met name van de zelfinductie L_N, slaat de diode gemakkelijk om van de open toestand ($i_1 = I_m$) in de dichte toestand ($i_1 = 0$), en omgekeerd. Bij het dichtslaan ontstaat in de vertragingslijn DL (met karakteristieke impedantie Z_0 en vertragingstijd τ) een spannings- en een stroomfront. Daarvan doet het door het laagdoorlatende filter F gereflecteerde gedeelte een tijdsduur 2τ later de inmiddels weer open diode opnieuw dichtslaan. Evenzo doet het opengaan van de diode na een periode 2τ de diode opnieuw opengaan. Alleen de grondtoon van de oscillaties passeert F en komt via de (grote) scheidingscondensator C_L in de belastingsweerstand R_L terecht. Het is gewenst dat diode en vertragingslijn aan elkaar zijn aangepast. Bij misaanpassing heeft het koppelnetwerk N een belangrijke corrigerende functie.

Het sluitstuk van de gegeven verklaring ten slotte is de veronderstelling dat de vorming van stroomkanalen zoveel tijd kost, dat de *oscillerende* diode wèl een dalende karakteristiek heeft: de stroomsterkte varieert dan te snel dan dat de stroomkanalen tot ontwikkeling kunnen komen. Verder ligt het voor de hand dat de neiging tot kanaalvorming toeneemt met toenemende gemiddelde stroomsterkte, zodat boven een zekere stroomsterkte de met de kanaalvorming gepaard gaande spanningsstijging toch de overhand krijgt. Daarmede is ook de opgaande tak van de karakteristiek (fig. 1) aannemelijk gemaakt.

Wij merken nog op dat de lawine-looptijddiode in vele opzichten de duale tegenhanger is van de Gunn-diode [12]. Zo staan de besproken stroomkanalen duaal tegenover de gebieden van hoge veldsterkte bij het Gunn-effect. Ook heeft de karakteristiek van de anomaal oscillerende diode, als men stroom en spanning verwisselt, veel weg van die van een Gunn-diode die oscilleert in de zg. LSA-modus [12].

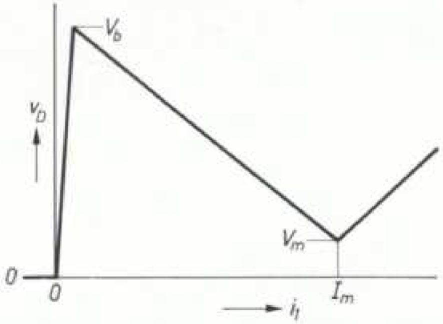


Fig. 5. De geschematiseerde diodekarakteristiek die gebruikt is bij de computer-simulaties.

R_L. Een scheidingscondensator C_L van grote capaciteit zorgt ervoor dat er geen gelijkstroom door R_L kan vloeien.

Wij bespreken nu aan de hand van dit schema de werking van de oscillator, en stellen daarbij gemakshalve dat de stroomsterkte i_1 waarbij v_D gelijk is aan V_b (zie fig. 5) kan worden verwaarloosd; voorts dat de dalspanning V_m gelijk nul is, en dat I_0, de sterkte van de stroombron, de helft is van de dalstroom I_m.

---

[11] C. A. Lee, R. A. Logan, R. L. Batdorf, J. J. Kleimack en W. Wiegmann, Phys. Rev. 134, A 761, 1964.

[12] Zie het artikel van Acket, De Waard en Tijburg in dit nummer, blz. 241.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

In de stationaire toestand trekt de vertragingslijn geen stroom. De voedingsstroom I_0 vloeit in dat geval geheel door de diode, zodat deze „half open" staat: $v_D = \frac{1}{2} V_b$; $i_1 = I_0$; $i_2 = 0$. Door de wisselwerking van de zelfinductie L_N met de diode wordt deze toestand echter gemakkelijk verstoord. Veronderstel namelijk eens dat er een fluctuatie in de stroomverdeling in het knooppunt boven D optreedt waarbij i_1 daalt, en v_D derhalve — volgens de karakteristiek — stijgt; de diode gaat dus iets meer dicht. Omdat $i_1 + i_2$ constant is moet i_2 tegelijkertijd stijgen. Deze stijging wekt in L_N een inductie-e.m.k. op die i_2 tegenwerkt in het voor L_N uitwendige circuit. Aangezien v_N in eerste instantie constant blijft, omdat voor snelle veranderingen de impedantie van L_N veel groter is dan die van C_N en DL, neemt v_D hierdoor verder toe. De diode wordt door L_N dus verder dichtgeduwd; dit spel gaat door tot de diode geheel dicht is. Op analoge wijze volgt dat de diode, ingeleid door een fluctuatie van het geschikte teken, gemakkelijk omslaat van de dichte in de open toestand, en omgekeerd.

Is de diode eenmaal dicht, dan verandert i_2 tijdelijk niet meer. De inductie-e.m.k. verdwijnt dus, en v_N volgt v_D op de voet. Tegelijkertijd begint er lading de vertragingslijn in te stromen. Het spannings- en stroomfront dat zo aan de ingang van de lijn ontstaat, plant zich in de lijn voort en bereikt de uitgang na een tijd τ, de vertragingstijd. Zijn v en i resp. de spanning en de stroom in een willekeurig punt van de lijn, en $v - \frac{1}{2}V_b$ en i derhalve resp. de *afwijkingen* daarvan van de gemiddelde (stationaire) toestand, dan is de verhouding $(v - \frac{1}{2}V_b)/i$ overal en steeds gelijk aan Z_0, de karakteristieke impedantie van de lijn, althans zolang er geen gereflecteerde signalen zijn.

We zullen nu laten zien dat oscillaties waarbij de diode van de open toestand dichtslaat en vervolgens weer opengaat, zichzelf in stand houden. Hoe de oscillatie op gang komt, met andere woorden: hoe de eerste twee omslagen ontstaan, laten we voorlopig in het midden; daar komen we nog op terug. Laat t_1 het tijdstip zijn waarop de diode voor het eerst dichtslaat en t_2 het tijdstip waarop hij daarna weer open gaat (*fig. 6*, boven); $t_2 - t_1$ zij kleiner dan 2τ. Eenvoudigheidshalve stellen we t_2 ongeveer gelijk aan $t_1 + \tau$; dit is voor het betoog niet essentieel. Spannings- en stroomverdelingen in de vertragingslijn die door deze omslagen ontstaan, zijn geschetst in fig. 6. Kort na de eerste omslag ($t = t_1 + \Delta$) bevindt zich aan het begin van de lijn een front. Dit bereikt op het tijdstip $t_1 + \tau$ de uitgang. De langzame component van de spannings- en stroomstijging passeert het laagdoorlatend filter F, en verdwijnt in de aangepaste belasting. Voor de snelle componenten echter vormt F een kortsluiting; zij worden gereflecteerd, en dit resulteert in een naar links lopende negatieve spannings- en positieve stroomimpuls. De situaties kort vóór en kort na deze reflectie — dus ook voor en na de tweede omslag, die ongeveer tegelijkertijd plaatsvond — ziet men in fig. 6 (resp. $t = t_2 - \Delta$ en $t = t_2 + \Delta$). Het gereflecteerde signaal bereikt op het tijdstip $t = t_1 + 2\tau$ de ingang. De daar arriverende stroomimpuls is nu juist een „fluctuatie" van zodanig teken dat de diode, die sinds de tweede omslag open was, weer dichtslaat. Immers, de arriverende stroomimpuls is een kortstondige vergroting van i_2, die gepaard moet gaan met een verkleining van i_1, dus een variatie in de richting van dichtgaan van de diode. Op analoge wijze leidt het signaal dat door reflectie op het tijdstip $t_2 + \tau$ bij de uitgang ontstaat, weer het opengaan van de diode op het tijdstip $t_2 + 2\tau$ in. Elke gebeurtenis herhaalt zich na een periode 2τ; dit is de periode van de oscillatie.

Rest nog de vraag hoe de eerste twee omslagen ontstaan. Voor de eerste omslag is dit geen probleem: zoals we zagen kan een willekeurige fluctuatie op de stationaire begintoestand de diode doen open- of dichtslaan. Dat juist ongeveer een tijdsduur τ later de tweede omslag plaatsvindt, schrijven we toe aan de werking van het koppelnetwerk. Dit vormt een LC-kring, die, aangestoten door de eerste omslag, als trillingskring „terugveert". Wat dit punt betreft, volstaan we er verder mee op te merken dat, bij geschikt gekozen parameterwaarden, óók volgens de computer-simulatie oscillaties op gang komen als de oscillator slechts één maal wordt aangestoten.

Samenvattend kunnen we zeggen dat het koppelnetwerk, gevoed door de diode plus stroombron en belast met de impedantie Z_0, al een neiging tot oscilleren heeft. Van de oscillaties die tot stand komen wordt de frequentie echter bepaald door de vertragingslijn, via het beschreven mechanisme van gereflecteerde signalen die omslagen initiëren.

In het ideale geval zijn diode en vertragingslijn aan elkaar aangepast ($Z_0 = (V_b - V_m)/I_m$). Dan kunnen, bij afwezigheid van het koppelnetwerk, de omslagen van de diode in principe op willekeurige wijze, dus ook ogenblikkelijk, verlopen, en wel omdat er bij elke verandering in v_D (identiek met v_N als L_N ontbreekt) veranderingen in i_1 en i_2 te vinden zijn die zowel overeenstemmen met de diodekarakteristiek en de lijnimpedantie als met de voorwaarde dat $i_1 + i_2$ constant moet zijn. In dat geval kan men zich oscillaties voorstellen waarbij spanning en stroom kanteelvormig variëren, de spanning tussen V_m en V_b, de stroom tussen I_m en nagenoeg nul. Zijn daarbij bovendien de perioden „open" en „dicht" even lang, dan zijn dit de oscillaties met het grootst mogelijke rendement. Is er geen aanpassing — een omstandigheid die in de praktijk niet altijd te vermijden is —, dan kunnen bij voorbeeld stromen in

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de diode ontstaan die groter zijn dan I_m. De karakteristiek verloopt dan schijnbaar vlakker. De gemiddelde spanning is dan groter en de oscillaties zijn niet meer kanteelvormig, twee oorzaken waardoor het rendement daalt.

tiek van fig. 1 een negatieve helling, en alleen dank zij dit beginstuk kunnen de oscillaties op gang komen. Deze eigenschap van de schakeling komt niet tot uiting in het schema van fig. 4, maar is impliciet gegeven in de diodekarakteristiek.

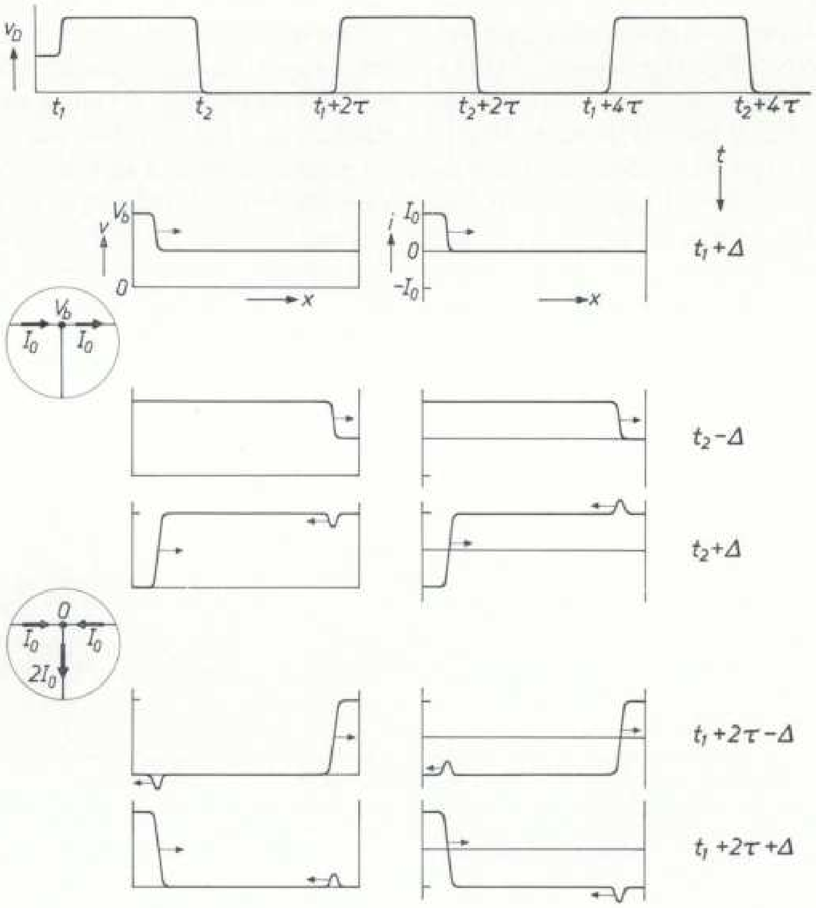


Fig. 6. De diodespanning v_D als functie van de tijd (boven) en de spannings- en stroomfronten in de vertragingslijn telkens een tijd Δ na een diodeomslag en een tijd Δ voor de volgende diodeomslag. In de cirkels is de stroomverdeling in het knooppunt boven de diode weergegeven.

Het koppelnetwerk N heeft een belangrijke corrigerende functie bij misaanpassing. Is bij voorbeeld Z_0 groter dan $(V_b - V_m)/I_m$, dan levert de vertragingslijn bij een spanningsvariatie $V_b - V_m$ een stroomvariatie die kleiner is dan I_m, zodat bij afwezigheid van het koppelnetwerk de diode niet volledig zou omslaan; de capaciteit C_N levert nu echter de ontbrekende stroomvariatie. Omgekeerd levert L_N de ontbrekende spanningsvariatie als Z_0 te klein is. Deze effecten leiden er echter eveneens toe dat de oscillaties niet meer kanteelvormig zijn.

Zoals in de inleiding reeds werd opgemerkt, moet de werkelijke schakeling ook resonant zijn voor een normale looptijdoscillatie, immers alleen dank zij het optreden daarvan heeft het beginstuk van de karakteris-

Rendement

Het rendement van de diode is het grootst als deze kanteelvormige oscillaties uitvoert tussen top ($I_0 = 0$, $V_0 = V_b$) en dal ($I_0 = I_m$, $V_0 = V_m$) van de karakteristiek, en de verblijftijden in deze toestanden even lang zijn. De wisselstroom en -spanning zijn daarbij in tegenfase. Het door de diode geleverde vermogen is dan het produkt van de kanteelstroomamplitude $\frac{1}{2}I_m$ en de kanteelspanningsamplitude $\frac{1}{2}(V_b - V_m)$, dus $\frac{1}{4}I_m(V_b - V_m)$. De daarvoor nodige gelijkstroom is $\frac{1}{2}I_m$, waarbij de gelijkspanning $\frac{1}{2}(V_m + V_b)$ bedraagt; het verbruikte gelijkstroomvermogen is derhalve $\frac{1}{4}I_m(V_m + V_b)$. Het rendement is in deze omstandigheden dus $(V_b - V_m)/(V_b + V_m)$.

Nu is alleen het vermogen W_L dat in fig. 4 aan de be-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

lastingsweerstand R_L wordt afgegeven „nuttig vermogen"; dit is het vermogen in de grondtoon van de oscillaties. Zijn I_a en V_a de stroom- en spanningsamplitude van deze grondtoon, dan is dit vermogen $\frac{1}{2}I_aV_a$. Fourier-analyse leert dat de amplitude van de grondtoon van een kanteelvormige oscillatie $4/\pi$ maal de kanteelamplitude is. Het rendement wordt dus $\frac{1}{2}\times(4/\pi)^2$ ofwel 0,81 maal zo groot als zojuist berekend is. De karakteristiek van fig. 1, met $V_b = 105$ V en $V_m = 42$ V, leidt op deze wijze tot een rendement van 35%. Het theoretisch maximum wordt bereikt voor $V_m = 0$, en bedraagt 81%. Zoals we in de inleiding reeds vermeldden zijn onlangs oscillaties verkregen met een rendement van 75% [3]. Om een lage waarde voor V_m te verkrijgen moeten de twee veldpieken die bij grote stroomsterkte in de depletielaag ontstaan (zie fig. 2*b*), smal zijn. Dit wordt bevorderd door een steil doteringsprofiel.

stroombron. De zelfinductie L_S voorkomt dat hf.-vermogen de voedingsleiding kan bereiken. De microgolfbelasting R_L bedraagt 50 Ω en wordt gevormd door absorberend materiaal aan het eind van de leiding; de scheidingscondensator C_L is een spleetvormige onderbreking van de binnengeleider. Het laagdoorlatend filter *F* bestaat uit twee metalen zuigers, die geen contact maken met de binnengeleider. Elk van deze zuigers werkt als condensator, het stuk ertussen als zelfinductie. Het „koppelnetwerk" *N* bestaat uit twee verschuifbare zuigers van „Teflon"; deze dienen er tevens toe de schakeling resonant te maken voor looptijdoscillaties. Voor het opwekken van oscillaties in deze opstelling zijn verschillende typen in dit laboratorium vervaardigde diodes gebruikt. Van iedere diode werd de quasistatische I_0,V_0-karakteristiek opgenomen (I_0 werd bij *A* gemeten en V_0 bij *B*), en er werd naar een zodanige instelling van de zuigers, met name van *N*, gezocht dat

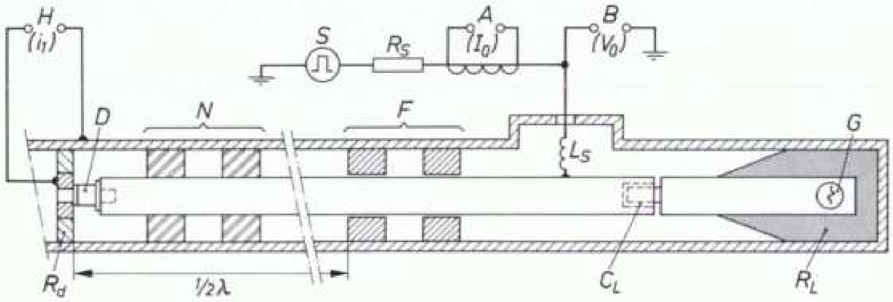


Fig. 7. De experimentele opstelling, schematisch. De diode *D* is gemonteerd aan het uiteinde van een coaxiale leiding, waarvan het stuk tussen de diode en het filter *F* als vertragingslijn fungeert. Het koppelnetwerk *N* en het filter *F* van fig. 4 zijn gerealiseerd door middel van zuigers, resp. van „Teflon" en van metaal. De diode wordt gevoed via de binnengeleider door de bron *S*. Dank zij de weerstand R_S (500 Ω) is de voeding in goede benadering een stroombron. L_S zelfinductie, fungerend als hf.-scheiding tussen coaxiale leiding en voeding. C_L spleet in de binnengeleider, fungerend als condensator voor gelijkstroomscheiding. R_L belastingsweerstand. *G* bolometer waarmede het ontwikkelde vermogen wordt gemeten. Om de quasistatische karakteristiek te bepalen, wordt I_0 bij *A* gemeten (via een stroomtransformator als de voedingsstroom kanteelvormig is) en V_0 bij *B*. Van de hf.-grootheden wordt de diodestroom i_1 via de spanning over de schijfweerstand R_d (1 Ω) bij *H* gemeten met behulp van een bemonsteringsoscilloscoop.

De experimentele opstelling; resultaten

De oscillator waarmee wij hebben geëxperimenteerd is weergegeven in *fig. 7*. Het grootste onderdeel ervan is een stuk coaxiale geleider met een karakteristieke impedantie van 50 Ω. De oscillatiefrequentie wordt bepaald door de afstand tussen de diode *D* en het filter *F*; de frequentie kan worden geregeld door verschuiving van het filter. Voor een frequentie van 1 GHz — waarvoor dus een vertragingstijd τ van 0,5 ns nodig is — moet de genoemde afstand 15 cm bedragen (het diëlektricum is lucht). De diode wordt via de binnengeleider door de bron *S* met gelijkstroom gevoed, continu of — indien nodig om thermische overbelasting van de diode te voorkomen — intermitterend. Doordat de weerstand R_S in de voedingsleiding een hoge waarde heeft (500 Ω), is de bron in goede benadering een

de dalspanning V_m zo laag mogelijk was. Dit zou het grootste rendement moeten geven. Een voorbeeld van een dergelijke karakteristiek ontmoetten wij reeds in fig. 1. Het bij de anomale oscillatie ontwikkelde vermogen werd gemeten met behulp van een bolometer ter plaatse van de belasting (bij *G* in fig. 7). Enige resultaten betreffende vermogen en rendement vindt men in *tabel I*.

Tabel I. Vermogen en rendement van de anomale oscillaties die met verschillende diodes in de opstelling van fig. 7 zijn verkregen.

diode	voeding	frequentie	vermogen	rendement
Si, planair	intermittered	0,8-1,5 GHz	30-50 W	40-50%
Ge, mesa	continu	1 GHz	1,5 W	32%
Ge, mesa	continu	2 GHz	2 W	22%

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het gemeten rendement van een planaire diode is soms groter dan uit de karakteristiek volgt. Dit menen we als volgt te moeten verklaren. Volgens onze werkhypothese komt de, tijdens oscillaties gemeten, quasistatische karakteristiek met de „echte", voor ogenblikswaarden van stromen en spanningen geldige, karakteristiek overeen. Zouden de oscillaties zich geheel op het rechte stuk met negatieve helling van de echte karakteristiek afspelen, dan zou dit juist zijn. In werkelijkheid schieten stroom en spanning echter tijdens de oscillaties voorbij het dal, waardoor de gemiddelde waarden een ongunstig beeld van de werkelijkheid geven. Bij het Gunn-effect legt men *bekende* wisselspanningen aan (om het analogon van „stroomkanaalvorming" te voorkomen), en men kan dan uit de gemeten karakteristiek de echte terugrekenen [12]. Wij laten de opstelling echter vrij oscilleren, vorm en amplitude van de oscillaties zijn onbekend, waardoor er een onzekerheid blijft over het verband tussen de gemeten en de echte karakteristiek.

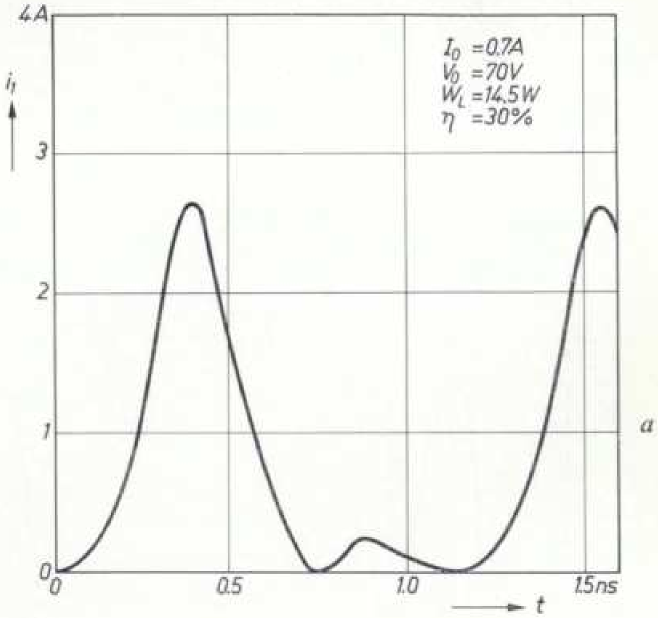
In onze opstelling kunnen zich, tegelijk met looptijdoscillaties en anomale oscillaties van het beschreven type, ook relaxatietrillingen voordoen, die in de inleiding reeds als hinderlijk werden aangemerkt. De frequentie daarvan, die in het algemeen veel lager is dan $1/2\tau$, wordt in hoofdzaak bepaald door C_L, R_L, de voedingsspanning en de diodekarakteristiek; de coaxiale geleider is daarbij slechts een kleine fractie van een golflengte lang en heeft derhalve nagenoeg geen invloed. Deze oscillaties vormen een gevaar voor de diode: door een te langdurige ontladingsstroom van C_L, die kan optreden als C_L groot is, kan de diode thermisch overbelast worden en defect raken.

Berekende en gemeten stroomvormen

Bij de computer-simulaties [13] op basis van het schema van fig. 4 hebben we voor de parameterwaarden van het filter F die van een laagdoorlatend filter voor 50 Ω met een afsnijfrequentie midden tussen de frequenties van de grondtoon en de eerste boventoon gekozen. Wij hebben berekeningen uitgevoerd voor verschillende waarden van L_N en C_N; deze zijn geoptimaliseerd met betrekking tot het berekende rendement.

Resultaten van dergelijke berekeningen [14] zijn o.a. de vorm van de stroom door de diode en de spanning over de diode als functie van de tijd. Kunnen dergelijke vormen ook gemeten worden, dan levert vergelijking van de reken- en de meetresultaten een nuttige controle op de methode. Om de hf. stroom door de diode en de vorm daarvan te kunnen meten, hebben we de diode tussen binnen- en buitengeleider gemonteerd in serie met een schijfweerstand R_d van één ohm (fig. 7); de spanning daarover leverde de gezochte stroomsterkte. De hf. spanning over de diode kon moeilijk worden gemeten; dit zou met een sonde bij de binnengeleider hebben moeten gebeuren, maar de parasitaire capaciteit daarvan is doorgaans te groot om de diode nog op de looptijdfrequentie te kunnen afstemmen. De hf.-stroommeting is uitgevoerd met een bemonsteringsoscilloscoop.

Van de verkregen meet- en rekenresultaten willen we twee voorbeelden laten zien. *Fig. 8* geeft de hf. stroom



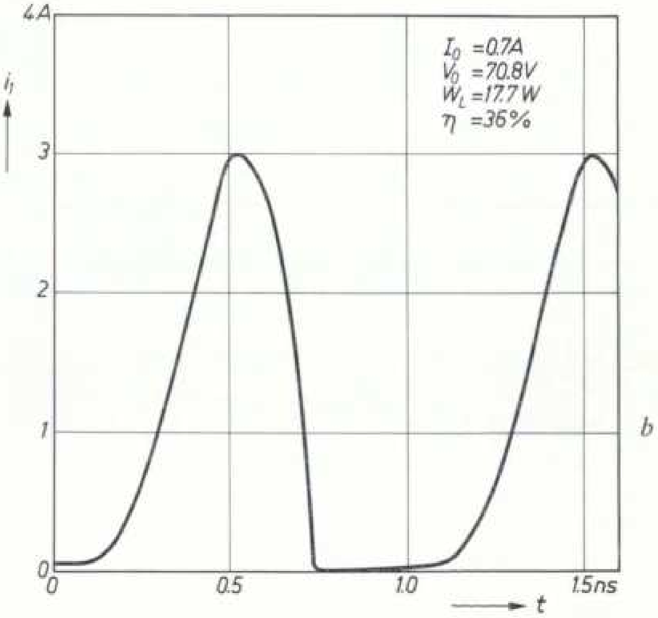


Fig. 8. De stroom i_1 door de diode als functie van de tijd t, voor het geval dat het filter F de grondtoon doorlaat en de oscillator dus normaal (aangepast) belast is. *a*) Volgens de metingen aan de opstelling van fig. 7, *b*) volgens berekeningen aan het vervangingsschema van fig. 4.

[13] Deze zijn uitgevoerd met de op dit laboratorium aanwezige computer ELX-8 van Philips Electrologica.

[14] P. J. de Waard, Proc. 1971 European Microwave Conf., Stockholm, Vol. 1, paper A 9/1.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

i_1 als functie van de tijd voor een geval waarbij de zuigers van F ingesteld zijn volgens de oorspronkelijke bedoeling, nl. zodanig dat de grondtoon wordt doorgelaten, maar alle hogere harmonischen worden gereflecteerd. De diodestroom i_1 is allerminst kanteelvormig; dit komt doordat, uit praktische overwegingen, de coaxiale leiding en de diode niet aan elkaar waren aangepast ($Z_0 = 50\ \Omega$, $(V_b - V_m)/I_m \approx 20\ \Omega$). *Fig. 9* geeft de resultaten voor een vrijwel *onbelaste* oscillator; dit geval werd gerealiseerd door de zuigers van F zo in te stellen (en in de berekeningen de parameters van F zo te kiezen) dat ook de grondtoon vrijwel geheel werd gereflecteerd. Dit betekent sterke misaanpassing van de coaxiale leiding en de belasting ervan, hetgeen tot gevolg heeft dat de stroompieken door de diode groter en scherper zijn, zoals in de figuur duidelijk te zien is. Het in de belasting ontwikkelde vermogen W_L en het rendement η zijn nu vanzelfsprekend zeer klein.

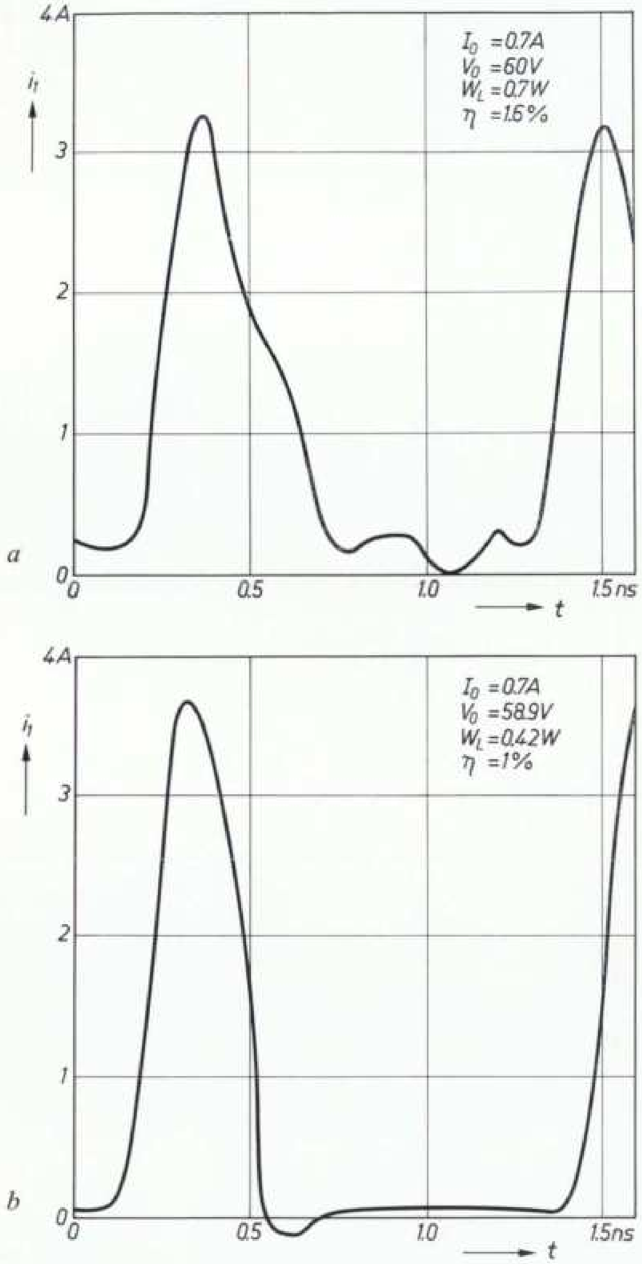


Fig. 9. Als fig. 8, maar nu voor een vrijwel onbelaste oscillator, verkregen door de afsnijfrequentie van het filter F beneden die van de oscillatiefrequentie te brengen. Door de verminderde aanpassing zijn de pieken scherper geworden.

Gezien de grote mate van onafhankelijkheid tussen de metingen en de berekeningen moet de overeenstemming tussen de resultaten van beide zowel kwalitatief (de scherpte van de pieken) als kwantitatief (grootte van de stroom) zeer bevredigend worden geacht, en het is, gezien de grofheid van het model, met name de identificatie van de quasistatische met de echte karakteristiek, niet te verwonderen dat er nog duidelijke verschillen zijn.

Samenvatting. In 1967 werd in een lawine-looptijdoscillator een van de bekende looptijdoscillatie afwijkende trillingswijze gevonden. Deze „anomale oscillatie" is gekenmerkt door een frequentie die veel lager en een rendement dat veel hoger is dan bij een looptijdoscillatie. De quasistatische karakteristiek van de hier gebruikte lawine-looptijddiodes (het verband tussen gelijkstroom en -spanning terwijl de diode oscilleert) vertoont een traject met negatieve helling, en de anomale oscillaties worden daaraan toegeschreven. Het gedeelte met negatieve helling bij kleine stroomsterkte wordt verklaard als een gelijkrichteffect dat met het optreden van looptijdoscillaties gepaard gaat; het gedeelte bij grotere stroomsterkte door het optreden van een deuk in het inwendige veldprofiel, als gevolg van de lading van de vrijgemaakte gaten en elektronen; bij toenemende stroomsterkte wordt deze deuk dieper en neemt de spanning af. Door de ontwikkeling van „stroomkanalen" meet men geen negatieve helling in de statische toestand; bij oscillatie kunnen de stroomkanalen zich echter niet ontwikkelen. Door de negatieve helling is de diode labiel en slaat gemakkelijk om van de blokkerende in de geleidende toestand. In een anomale oscillator wordt de omslag telkens geïnitieerd door signalen die worden gereflecteerd aan het eind van een vertragingslijn waarop de diode is aangesloten. In de hier gebruikte oscillator is de vertragingslijn een coaxiale geleider, met een aantal zuigers ter afstemming en aanpassing. De oscillaties zijn met een computer gesimuleerd, op basis van een vervangingsschema waarin de diode gedefinieerd is door de gemeten quasistatische karakteristiek. De aan dit model berekende stroom- en spanningsvormen komen bevredigend met de meetresultaten overeen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De Gunn-diode

G. A. Acket, R. Tijburg en P. J. de Waard

Inleiding

Het Gunn-effect — meer volledig: het Watkins-Gunn-effect — is een hoogfrequente instabiliteit die in sommige halfgeleiders bij hoge elektrische veldsterkten blijkt op te treden. Wanneer een staafje van een dergelijke halfgeleider (gewoonlijk van geleidingstype *N*) wordt voorzien van niet-gelijkrichtende („Ohmse") contacten en vervolgens aan een hoge constante spanning wordt onderworpen, blijkt de stroomsterkte in het staafje niet constant te zijn maar een oscillatie te vertonen waarvan de frequentie in het microgolfgebied ligt. Deze oscillatie is het eerst waargenomen door Gunn [1] in *N*-galliumarsenide en *N*-indiumfosfide. Later is het verschijnsel ook in andere halfgeleiders waargenomen [2] [3]. Een typisch voorbeeld van de variatie van de stroom door het staafje als functie van de tijd ziet men in *fig. 1*. De stroomcurve vertoont scherpe pieken, afgewisseld door vrij brede dalen. De periode van de oscillatie blijkt nagenoeg evenredig te zijn met de afstand van de contacten. Door middel van een capacitieve sonde stelde Gunn [4] vast dat de oscillaties gepaard gingen met een periodieke beweging van gebiedjes van zeer hoge veldsterkte door het materiaal. Zo'n gebiedje ontstaat doorgaans bij de katode, beweegt zich vervolgens met een constante snelheid door het materiaal en verdwijnt aan de anode, waarna een nieuw gebiedje ontstaat aan de katode, enz. Deze gebiedjes van zeer hoge veldsterkte worden gewoonlijk „domeinen" genoemd. De mogelijkheid van het bestaan van dergelijke domeinen was reeds vóór de feitelijke ontdekking ervan geopperd door Ridley en Watkins [5]. In fig. 1 correspondeert de linkerflank van iedere piek met het verdwijnen van een domein in de anode, de rechterflank met het ontstaan van een nieuw domein aan de katode.

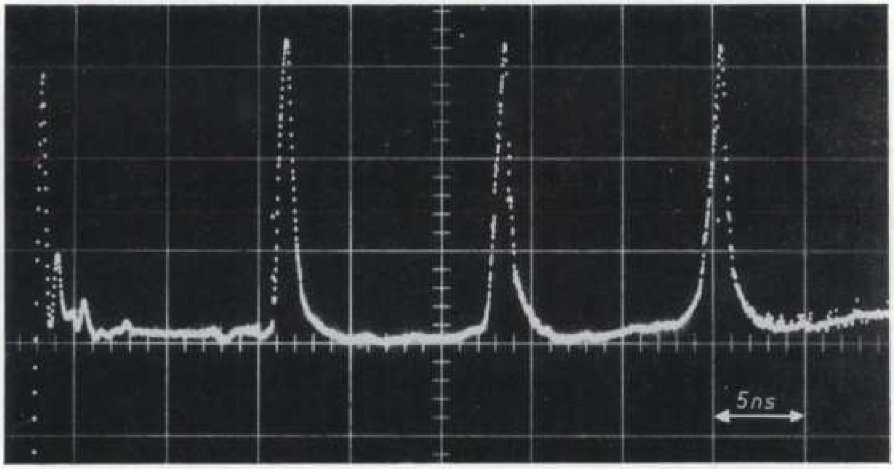


Fig. 1. Karakteristiek verloop van de stroom door een monster galliumarsenide van geleidingstype *N* als functie van de tijd gedurende het optreden van domeinoscillaties. De stroom vertoont equidistante, scherpe pieken, gescheiden door nagenoeg vlakke dalen.

Alvorens dieper in te gaan op de omstandigheden die volgens Ridley en Watkins vereist zijn voor het ontstaan van een domein, moeten wij eerst enige opmerkingen maken over de gedragingen van halfgeleiders bij hoge veldsterkten in het algemeen. Bij deze veldsterkten kan de gemiddelde kinetische energie van de ladingdragers aanmerkelijk groter zijn dan de gemiddelde thermische energie bij kamertemperatuur; men

Dr. G. A. Acket, R. Tijburg en ir. P. J. de Waard, medewerkers van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

[1] J. B. Gunn, Solid State Comm. **1**, 88, 1963.
[2] B. J. Elliott, J. B. Gunn en J. C. McGroddy, Appl. Phys. Letters **11**, 253, 1967.
[3] G. W. Ludwig, IEEE Trans. **ED-14**, 547, 1967.
[4] J. B. Gunn, in: Plasma effects in solids, Proc. Symp. Parijs 1964, blz. 199. Zie ook P. Guétin, IEEE Trans. **ED-14**, 552, 1967.
[5] B. K. Ridley en T. B. Watkins, Proc. Phys. Soc. **78**, 293, 1961.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

spreekt dan van „hete" ladingdragers. De stroomdichtheid is dan niet meer evenredig met de elektrische veldsterkte, zoals bij lage veldsterkten, zodat de wet van Ohm niet meer opgaat. Zo neemt bij *N*-germanium de driftsnelheid bij kamertemperatuur bij toenemende veldsterkte op den duur een constante waarde aan. Zelfs is het mogelijk dat in een zeker veldsterktegebied een toeneming van de veldsterkte een afneming van de gemiddelde driftsnelheid van de ladingdragers veroorzaakt (*fig. 2*): het differentiële geleidingsvermogen van het halfgeleidermateriaal — ofwel: de differentiële beweeglijkheid van de ladingdragers — is daar negatief. (De differentiële beweeglijkheid μ_d is de afgeleide van de snelheid v naar de elektrische veldsterkte E.) Volgens Ridley en Watkins kan een dergelijk negatief differentieel geleidingsvermogen aanleiding geven tot de vorming van de bovengenoemde domeinen van extreem hoge veldsterkte. De experimentele waarneming van de domeinen suggereert dat in alle materialen die het Gunn-effect vertonen een dergelijk negatief differentieel geleidingsvermogen aanwezig moet zijn.

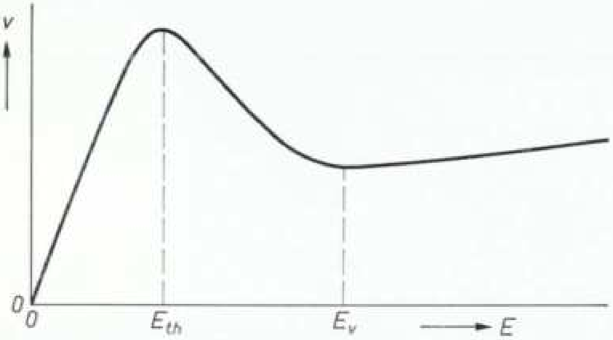


Fig. 2. Schematisch verloop van de gemiddelde driftsnelheid van de elektronen v als functie van de veldsterkte E voor *N*-GaAs. Bij $E = E_{th}$ bereikt v een maximumwaarde en neemt vervolgens met toenemende E weer af tot bij $E = E_v$; door de aanwezigheid van dit dalende deel van de karakteristiek zijn oscillaties mogelijk. Bij zeer grote E is v ongeveer constant.

Kwalitatief is eenvoudig in te zien hoe door een voldoend hoge veldsterkte in een dergelijk materiaal instabiliteiten in de ruimtelading kunnen ontstaan [6]. Is ergens in een Gunn-diode een gering overschot aan elektronen aanwezig, dan zal de, aanvankelijk homogene, veldsterkte het in *fig. 3a* geschetste verloop krijgen, overeenkomstig de formule van Poisson. Is nu overal in de omgeving de veldsterkte hoger dan E_{th} (vergelijk fig. 2), dan zal de hoge veldsterkte aan de anodezijde resulteren in een lage gemiddelde driftsnelheid v der geleidingselektronen, de lage veldsterkte aan de katodezijde daarentegen in een hoge driftsnelheid. Hierdoor zullen aan de katodezijde meer elektronen worden toegevoerd dan er aan de andere zijde in dezelfde tijd verdwijnen; het ruimteladingsoverschot in het beschouwde gebied neemt dus toe en er ontstaat een accumulatielaag. Deze accumulatielaag beweegt zich in de richting van de anode en zal daarbij blijven groeien totdat diffusie een verdere groei verhindert.

Wanneer de veldsterkte daartoe voldoende hoog is, zal er bij de katode *altijd* een accumulatielaag ontstaan. Fig. 3*b* laat zien hoe bij overgang van het sterk gedoteerde katodegebied naar het zwak gedoteerde diodemateriaal de veldsterkte toeneemt als gevolg van het afnemen van de elektronenconcentratie n. Overschrijdt de veldsterkte ergens de waarde E_{th}, dan zal daar ter plaatse de gemiddelde driftsnelheid der geleidingselektronen hoger zijn dan overal in de omgeving. Er ontstaat een opeenhoping van negatieve lading, die op de boven beschreven wijze tot een accumulatielaag zal uitgroeien.

Ook een plaatselijk *tekort* aan elektronen groeit op zijn weg naar de anode voortdurend aan zolang de veldsterkte in de omgeving van dit tekort hoger is dan E_{th} (fig. 3*c*). Aan de anodezijde van het tekort is de veldsterkte lager en dus de gemiddelde snelheid van de geleidingselektronen hoger dan aan de katodezijde, en het tekort aan elektronen zal dus toenemen: er ontstaat een depletielaag. Aangezien deze laag niet verder gedepleteerd kan raken dan tot een elektronendichtheid nul, zal vanaf dat moment de depletielaag alleen nog maar kunnen groeien door een toeneming van zijn dikte.

Bevinden zich een accumulatielaag en een depletielaag in elkaars nabijheid, dan zullen zij elkaar aantrekken en zich gezamenlijk verder door de diode bewegen. Een dergelijke combinatie, waarin de veldsterkte hoger is dan in de rest van de diode, is nu een domein (fig. 3*d*). Ook hier zal, doordat de snelheid van de ladingdragers buiten het domein hoger is dan daarbinnen, de ladingsdichtheid in het domein voortdurend verder gaan afwijken van de ladingsdichtheid daarbuiten. De veldsterkte in het domein zal hierdoor dus toenemen en kan zo hoog worden dat de veldsterkte buiten het domein tot beneden E_{th} daalt, zodat er geen nieuwe domeinen kunnen ontstaan voordat de reeds bestaande in het anodecontact zijn verdwenen. Bij de katode ontstaan domeinen als daar een plaatselijk tekort aan elektronen optreedt dat tot een depletielaag kan aangroeien, wat in de praktijk altijd wel het geval is; de vereiste accumulatielaag ontstaat door het mechanisme van fig. 3*b*.

De groei van alle beschreven inhomogeniteiten in de ruimteladingsdichtheid kan worden gekarakteriseerd door een tijdconstante τ_d, waarvoor geldt:

$$\tau_d = \frac{\varepsilon}{|\sigma_d|}. \tag{1}$$

In deze formule is σ_d het differentiële geleidingsvermo-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

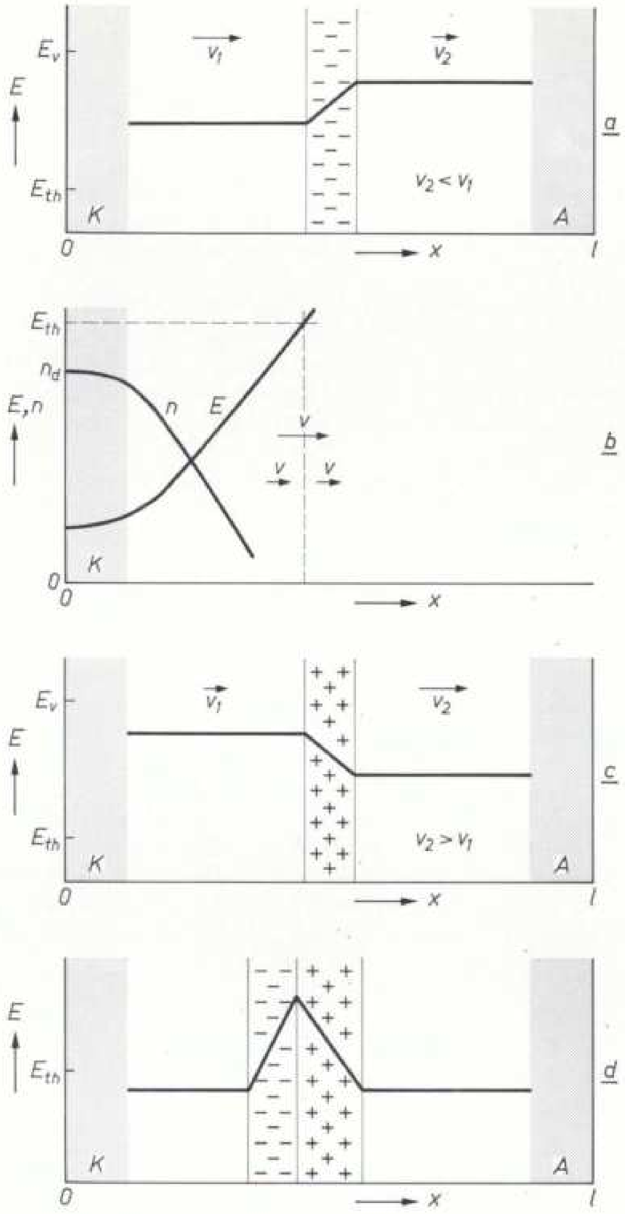


Fig. 3. Ter verklaring van het optreden van toenemende ruimteladingsfluctuaties en van domeinen van hoge veldsterkte in materiaal met een dalende v,E-karakteristiek. *a*) Het verloop van de veldsterkte E als functie van de plaats x in een Gunn-diode waarin zich plaatselijk een overschot aan elektronen bevindt. *A* anode *K* katode (beide sterk gedoteerde gebieden). E_{th} en E_v zijn de waarden van E waartussen de v,E-karakteristiek daalt (vgl. fig. 2). Wanneer E aan beide zijden van de ladingsfluctuatie een waarde tussen E_{th} en E_v heeft, bewegen de elektronen aan de katodezijde (snelheid v_1) zich sneller dan die in de fluctuatie, die aan de andere zijde (snelheid v_2) langzamer, zodat het ladingsoverschot aangroeit; er ontstaat een zg. accumulatielaag. *b*) Ter verklaring van het ontstaan van een accumulatielaag nabij de katode. Uitgezet is het verloop van de veldsterkte E en de elektronenconcentratie n als functie van x. Even voorbij de plaats waar de veldsterkte de waarde E_{th} passeert ontstaat een accumulatielaag, doordat de elektronen in het gebied met hoge veldsterkte een kleinere snelheid hebben dan in het aangrenzende gebied met lagere veldsterkte. *c*) Als (*a*), maar nu voor een plaatselijk tekort aan elektronen (depletielaag). Ook dit tekort groeit aan. Een verschil met (*a*) is dat een teveel aan elektronen in principe onbeperkt kan toenemen, maar dat een tekort niet verder kan toenemen als de elektronenconcentratie nul is geworden. *d*) Als (*a*) en (*c*) voor een *domein*, dat is een dubbellaag gevormd door een accumulatielaag en een depletielaag. In het domein kan de veldsterkte zo hoog worden dat deze buiten het domein daalt tot een waarde die lager is dan E_{th}. Er kan dan in de diode geen nieuw domein ontstaan zolang het aanwezige de anode niet heeft bereikt.

gen en ε de diëlektrische constante van het halfgeleidermateriaal. Bedenken we dat σ_d in een halfgeleider van type N gelijk is aan $ne\mu_d$, waarin e de elementaire lading is, n de elektronenconcentratie en μ_d de differentiële beweeglijkheid der ladingdragers, dan is het duidelijk dat een voldoend snelle groei van de fluctuaties een zekere doteringconcentratie vereist. Voor materiaal van 1 Ωcm is τ_d globaal 5×10^{-12} s. In zwak gedoteerd materiaal is τ_d zo groot dat er in het geheel geen domeinen ontstaan.

Het is gebleken dat voor het optreden van de instabiliteit waarop het Gunn-effect berust, een ladingsfluctuatie tijdens het oversteken van katode naar anode ten minste een orde van grootte moet toenemen, hetgeen dus betekent dat de factor $\exp t/\tau_d$ een waarde moet hebben tussen 10 en 100. Nu is $t/\tau_d = lne\mu_d/\varepsilon v$, waarin l de afstand van katode tot anode is. Bij de voor galliumarsenide geldende waarden van ε, μ_d en v (de relatieve diëlektrische constante bedraagt 12,5; $\mu_d = -1500$ cm²/Vs en v bedraagt ongeveer $1{,}5 \times 10^7$ cm/s) betekent dit dat het produkt nl voor dit materiaal groter dan ca. 10^{12} cm^{-2} moet zijn.

We zullen ons in dit artikel hoofdzakelijk bezighouden met het Gunn-effect in het materiaal dat tot nu toe het meest is onderzocht, namelijk galliumarsenide van geleidingstype N. Na de geleidingseigenschappen van dit materiaal te hebben besproken gaan we in op de oscillaties die kunnen optreden in een Gunn-diode die zich in een microgolfschakeling bevindt. Vervolgens behandelen we de technologie van de Gunn-diode van galliumarsenide, en ten slotte geven we een indruk van de prestaties van de door ons gemaakte diodes.

De v,E-karakteristiek van N-galliumarsenide

In fig. 2 hebben we gezien op welke merkwaardige wijze in N-GaAs de driftsnelheid v van de elektronen afhangt van de veldsterkte E. Het mechanisme dat voor deze karakteristiek verantwoordelijk is, valt slechts te verklaren aan de hand van de golfmechanische behandeling van de beweging van een ladingdrager in een periodiek potentiaalveld — i.c. een kristalrooster. We volstaan er hiermee te zeggen dat zich in sommige stoffen situaties voordoen waarin de meerderheidsladingdragers niet één groep gelijksoortige deeltjes vormen, maar waarin er b.v. verscheidene soorten elektronen te

[6] Voor een wiskundige behandeling van de ruimteladingsinstabiliteiten in Gunn-diodes zie J. de Groot en A. Mircea, dit nummer blz. 257.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

onderscheiden zijn, ieder gekarakteriseerd door een eigen beweeglijkheid enz. Ook kunnen deze groepen een verschillende minimum-energie hebben. De verdeling van de elektronen over de groepen — in ons geval zijn dat er twee — hangt af van de sterkte van het elektrische veld. Bij lage veldsterkte behoren alle elektronen tot de groep met de laagste minimum-energie, waar zij een grote beweeglijkheid hebben (ca. 8000 cm^2/Vs). Laat men het elektrische veld toenemen tot ca. 3 kV/cm, dan neemt de gemiddelde energie van de elektronen zodanig toe dat ze naar de andere groep kunnen overgaan; hier is hun beweeglijkheid echter veel geringer (ca. 200 cm^2/Vs). Laat men de veldsterkte nog verder toenemen, dan gaan steeds meer elektronen over naar de groep met geringe beweeglijkheid, zodat in dit veldsterktegebied een toeneming van de veldsterkte gepaard gaat met een afneming van de gemiddelde snelheid der ladingdragers. Deze afneming is verantwoordelijk voor het gebied met negatieve helling in de v,E-karakteristiek. Bij nog hogere veldsterkten zijn vrijwel alle elektronen overgegaan naar de tweede groep en loopt de karakteristiek ongeveer horizontaal.

Het verschil in minimumenergie is zodanig dat bij kamertemperatuur een overgang naar de hogere groep door thermische excitatie slechts sporadisch zal optreden. Bij ca. 400 °C daarentegen treden zulke overgangen veelvuldig op en daalt de karakteristiek minder sterk.

Het feit dat de mogelijkheid van het optreden van het Gunn-effect dus uiteindelijk afhangt van de mogelijkheid van overgang van elektronen van één groep naar een andere, is er de reden van dat het Gunn-effect in het Engels ook wel „transferred-electron effect" wordt genoemd.

Het verschil tussen de beide groepen van elektronen die men in N-GaAs aantreft en de omstandigheden waaronder elektronen van de ene groep naar de andere zullen overgaan, worden duidelijk wanneer men uitzet hoe de energie ϵ der elektronen afhangt van de grootte van de golfvector $\boldsymbol{k}$, die voorkomt in de golffunctie φ van het elektron [7]. Voor een elektron in een veldvrije ruimte is φ evenredig met $e^{i(\boldsymbol{k}.\boldsymbol{r})}$ en is $\boldsymbol{k} = \boldsymbol{p}/\hbar$, waarin $\boldsymbol{p}$ de impuls is, ofwel: $E = \hbar^2k^2/2m$. Hier heeft het verband tussen ϵ en k dus de vorm van een parabool.

Voor een elektron dat zich beweegt in een periodiek potentiaalveld, zoals in een kristal heerst, heeft de golffunctie de vorm:

$$\varphi = \mathrm{u}(k,r)e^{i(\boldsymbol{k}.\boldsymbol{r})}.$$

Hierin is u een functie die ruimtelijk (r) dezelfde periodiciteit heeft als het kristalrooster. Het verband tussen ϵ en k is hier gecompliceerder. In de eerste plaats zijn er k-waarden waarbij ϵ een sprong maakt; de tussenliggende ϵ-waarden vormen een zg. verboden zone. In stoffen als N-GaAs vertoont de ϵ,k-curve naast een minimum voor $k = 0$ een nevenminimum (*fig. 4*).

Hierbij moet worden opgemerkt dat het verband tussen ϵ en k afhangt van de richting van de vector $\boldsymbol{k}$: voor de [100]-richtingen ligt het nevenminimum bij N-GaAs 0,36 eV hoger dan dat voor $k = 0$, voor de andere richtingen is dit energieverschil groter.

Ook is het wellicht nuttig om erop te wijzen dat bij de beweging van een elektron in een kristalrooster de richting waarin het elektron zich beweegt — de richting dus van zijn snelheidsvector $\boldsymbol{v}$ — in het algemeen niet samenvalt met de richting van de corresponderende golfvector $\boldsymbol{k}$. De oppervlakken van constante energie in de $\boldsymbol{k}$-ruimte, waarop $\boldsymbol{v}$ steeds loodrecht staat, zijn voor een periodiek potentiaalveld namelijk geen bollen, zoals voor een veldvrije ruimte.

We beschouwen nu het geval van een elektron in een kristal dat is blootgesteld aan een elektrische veldsterkte E. De evenredigheidsfactor tussen de kracht $-eE$ die op het elektron wordt uitgeoefend en de versnelling die het ondergaat, de zg. effectieve massa m^*, is als men één bepaalde richting beschouwt, omgekeerd evenredig met $\partial^2\epsilon/\partial k^2$. Waar ϵ kwadratisch varieert met k, is m^* constant: elders zal m^* afhangen van k. In het in fig. 4 getekende geval blijkt uit het verloop van de curve direct dat m^* in het nevenminimum aanzienlijk groter is dan in het hoofdminimum.

Het verschil in de hoogte der minima maakt duidelijk dat de nevenminima bij kamertemperatuur (0,36 eV correspondeert met 4175 K) niet bezet kunnen worden door thermische excitatie. Bij het aanleggen van zwakke elektrische velden verandert de snelheidsverdeling der elektronen maar weinig en zullen er geen overgangen plaatsvinden. Slechts bij hoge veldsterkten (ca. 3 kV/cm) zal een aantal elektronen een energie van meer dan 0,36 eV bereiken en kunnen overgangen naar het nevenminimum van de ϵ,k-curve plaatsvinden. Hieromtrent zij nog opgemerkt dat het niet nodig is dat het elektron een energie krijgt waarmee het over de „energieberg" tussen de beide minima kan gaan: wanneer ϵ groter is dan 0,36 eV, kan de voor de overgang van het hoofd- naar het nevenminimum vereiste sprong in de waarde van k tot stand komen door een wisselwerking met roostertrillingen.

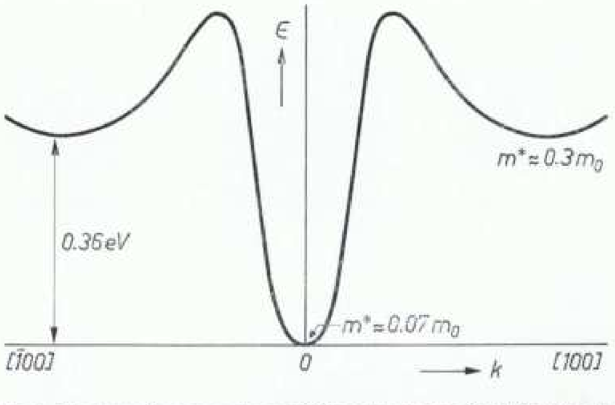


Fig. 4. De energie ϵ van de geleidingselektronen in N-GaAs als functie van de grootte van de golfvector $\boldsymbol{k}$ voor de richting [100] en de daarmee gelijkwaardige richtingen (schematisch). Behalve het hoofdminimum bij $k = 0$ is er een nevenminimum dat 0,36 eV hoger ligt. Voor de elektronen in het hoofdminimum is de effectieve massa m^* zeer veel kleiner dan voor die in de nevenminima.

Experimentele bepaling van de v,E-karakteristiek in het gedeelte met negatieve helling is moeilijk, doordat het materiaal hier immers de Gunn-instabiliteiten vertoont. Elke bepaling van een dergelijke v,E-karakteristiek moet derhalve plaatsvinden onder omstandigheden waarin geen domeinen kunnen ontstaan. Men kan daartoe meten met behulp van zeer sterke micro-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

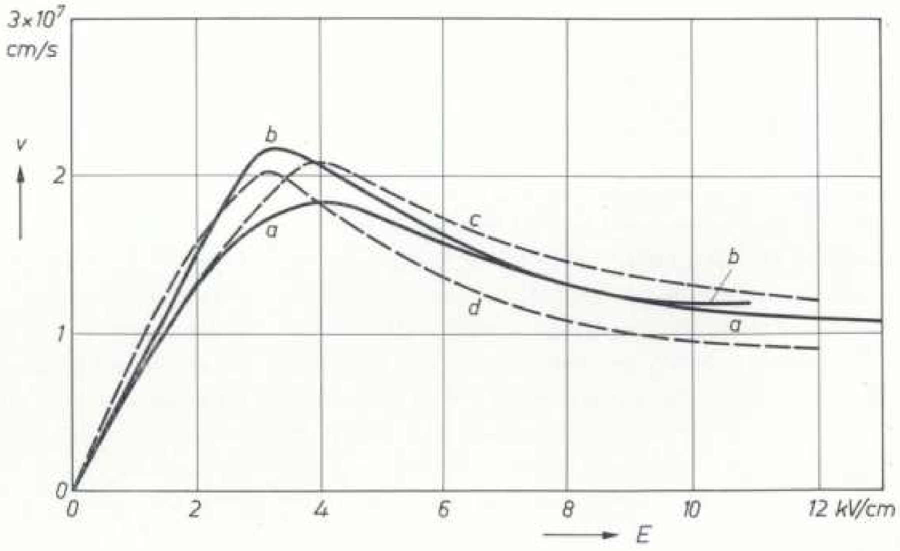


Fig. 5. Experimentele en berekende v,E-karakteristieken bij kamertemperatuur voor elektronen in galliumarsenide. Curve *a*: microgolfmetingen [8]. Curve *b*: drifttijdmetingen [10]. Curve *c*: berekening, gebaseerd op de veronderstelling dat de snelheidsverdeling van de elektronen een „verschoven" Maxwellverdeling is [11]. Curve *d*: Monte Carlo-berekening [12].

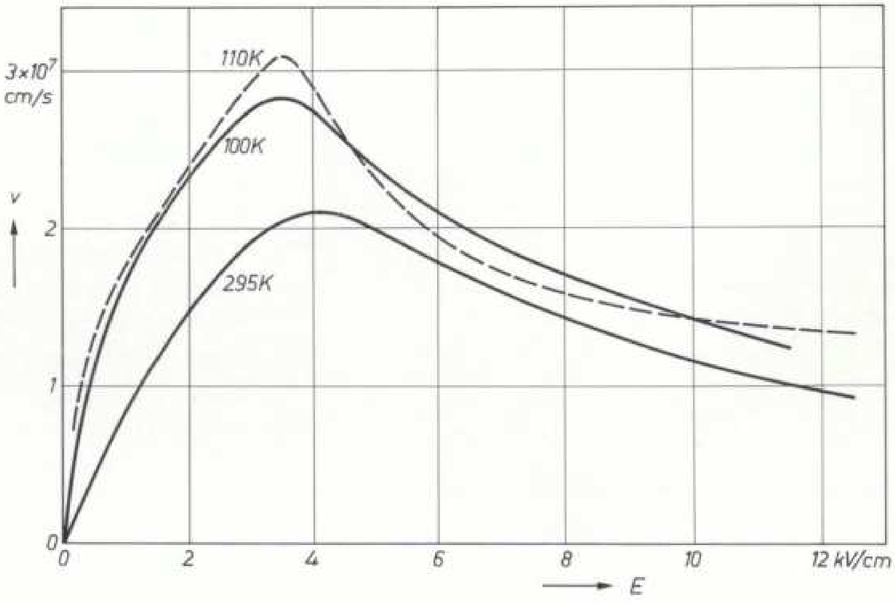


Fig. 6. Als fig. 5, maar nu voor verschillende temperaturen [13]. De beide getrokken krommen geven experimentele resultaten weer die zijn verkregen uit microgolfmetingen bij 100 K en bij 295 K. De streeplijn geeft een theoretisch resultaat weer van Heinle voor 110 K.

golfvelden van hoge frequentie [8] [9] of werken met materiaal met een zeer gering geleidingsvermogen [10].

Als men de frequentie van het meetsignaal voldoende hoog kiest (voor materiaal van 1 Ω cm ca. 35 GHz), verblijft de veldsterkte in het materiaal steeds slechts zo kort in het dalende gedeelte van de karakteristiek, dat zich geen domeinen kunnen vormen. Men varieert bij de meting de amplitude van het meetsignaal en meet voor iedere amplitude in feite steeds het geleidingsvermogen, gemiddeld over het gebied van E-waarden dat met deze amplitude correspondeert. Hieruit kan de v,E-karakteristiek worden afgeleid [8] [9].

In materiaal met een zeer gering geleidingsvermogen kunnen, zoals reeds in de inleiding is uiteengezet, geen domeinen ontstaan. Men meet hier de oversteektijd van elektronen die als stroomstoot bij de katode worden geïnjecteerd. Hieruit kan de driftsnelheid direct worden berekend.

Resultaten aangaande de v,E-karakteristiek, verkregen uit microgolfmetingen [8] en drifttijdmetingen [10], zijn weergegeven in *fig. 5*, waarin ook enige recente theoretische resultaten [11] [12] zijn opgenomen. De beide experimentele methodes geven resultaten die redelijk met de theorie overeenstemmen.

De v,E-karakteristiek van N-GaAs blijkt van de temperatuur af te hangen [10] [13]; in *fig. 6* worden metingen die bij 100 K zijn uitgevoerd vergeleken met andere, die zijn uitgevoerd bij kamertemperatuur. Ook

[7] Voor een uitvoeriger behandeling zie men b.v. leerboeken als J. S. Blakemore, Solid state physics, uitg. Saunders, Philadelphia 1970.
[8] G. A. Acket en J. de Groot, IEEE Trans. **ED-14**, 505, 1967.
[9] N. Braslau en P. S. Hauge, IEEE Trans. **ED-17**, 616, 1970.
[10] J. G. Ruch en G. S. Kino, Phys. Rev. **174**, 921, 1968.
[11] W. Heinle, Physics Letters **27A**, 629, 1968.
[12] A. D. Boardman, W. Fawcett en H. D. Rees, Solid State Comm. **6**, 305, 1968.
[13] G. A. Acket, H. 't Lam en W. Heinle, Physics Letters **29A**, 596, 1969.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

is er een resultaat voor 110 K opgenomen dat is berekend door Heinle. Zowel theorie als experiment wijzen erop dat bij dalende temperatuur de veldsterkte waarbij de karakteristiek zijn maximum heeft, afneemt en dat de verhouding van maximum- en minimumsnelheid toeneemt. Verder ziet men dat de karakteristiek voor 100 K ook voor veldsterkten die zeer veel kleiner zijn dan E_{th} aanzienlijk gekromd is, zodat zich ook voor deze relatief lage veldsterkten een aanzienlijke afwijking van de wet van Ohm voordoet.

De fysische achtergrond van deze temperatuurafhankelijkheid zullen we buiten beschouwing laten. Wèl merken we nog op dat bij temperaturen boven kamertemperatuur de v,E-karakteristiek in ieder geval beïnvloed zal worden door overgangen van elektronen naar de groep met hogere minimumenergie ten gevolge van de thermische excitatie, zoals hierboven reeds werd uiteengezet [14].

Omdat er kortgeleden aanwijzingen verkregen zijn dat ook InP perspectieven zou kunnen bieden voor gebruik in microgolfoscillators [15], hebben wij ook de v,E-karakteristiek van N-InP onderzocht. *Fig. 7* toont de verkregen resultaten. Kromme a is verkregen uit metingen van de golflengte van elektrische ruimteladingsgolven die zich met de elektronendriftsnelheid voortplanten [16], kromme b is gemeten met de zojuist besproken microgolftechniek [17]. Ter vergelijking is ook het resultaat van een berekening [18] in de figuur opgenomen (streeplijn).

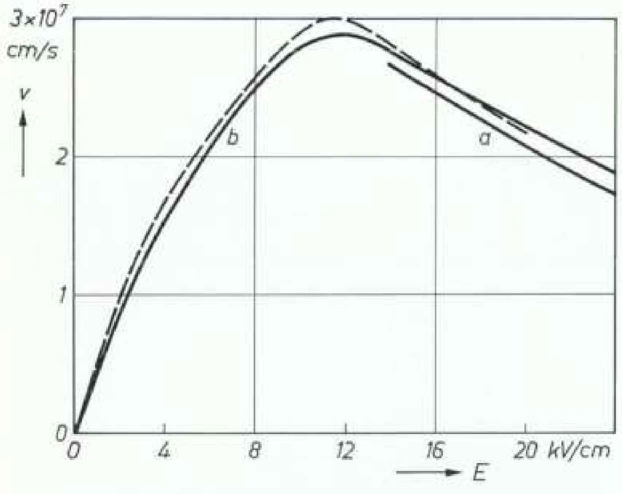


Fig. 7. Experimentele (getrokken lijnen) en berekende [18] (streeplijn) v,E-karakteristieken van InP van geleidingstype N bij kamertemperatuur. Curve a is verkregen uit golflengtemetingen aan ruimteladingsgolven [16], curve b uit microgolfmetingen [17].

Tot dusver hebben wij steeds stilzwijgend aangenomen dat de gemiddelde driftsnelheid van de elektronen alleen maar van de veldsterkte afhangt, met andere woorden: dat ook bij microgolffrequenties de verdeling van de elektronen over beide groepen zich oneindig snel aan de veldvariaties aanpast. Dit is alleen met goede benadering waar als de tijd waarin de elektronen die zich in de groep met de laagste minimumenergie bevinden worden „verhit", en de tijd waarin ze overgaan naar de andere groep, beide kort zijn ten opzichte van de periode van het wisselveld; dit is het geval voor frequenties beneden ca. 100 GHz. Berekeningen van Rees [19] tonen aan dat de tijdconstante die de verhitting van de elektronen beschrijft — de zogenaamde energierelaxatietijd — de grootste van de twee is; uit experimenten [20] volgen waarden van ca. 1×10^{-12} s voor deze relaxatietijd. Voor frequenties die aanmerkelijk lager zijn dan 100 GHz kan men de oscillaties dus met een „statische" v,E-karakteristiek beschrijven. In het nu volgende zullen we ons bezighouden met oscillaties die zich voordoen in een Gunn-diode die zich in een microgolfschakeling bevindt.

Trillingswijzen van een Gunn-diode in een microgolfschakeling

Een diode waaraan een constante spanning is aangelegd en die Gunn-oscillaties vertoont zoals hierboven beschreven, is niet geschikt voor praktische toepassing als oscillator. De frequentie van de oscillaties wordt bepaald door de looptijd en is niet eenvoudig te veranderen. Bovendien is het onmogelijk om bij constante spanning microgolfenergie te onttrekken aan de oscillator. Deze bezwaren kunnen worden ondervangen door de Gunn-diode in een microgolfschakeling op te nemen, zodat dan de spanning erover periodiek met de tijd kan variëren. In een dergelijke schakeling kunnen verschillende trillingswijzen of modi optreden. Alvorens deze modi te bespreken is het nuttig nader in te gaan op de eigenschappen van een Gunn-diode waarin zich een domein van katode naar anode beweegt. Als aangenomen wordt dat het domein het stukje galliumarsenide onveranderd en met constante snelheid doorloopt, kan men een relatie afleiden tussen de maximale veldsterkte E_m in het domein en de veldsterkte E_0 erbuiten. Als in de stroomdichtheid-veldsterkte-karakteristiek van *fig. 8* de waarde van E_0 gegeven is, krijgt men E_m door de gearceerde oppervlakken gelijk te nemen. Deze relatie is bekend als de regel van Butcher [21]. Als nu bovendien de donorconcentratie n_d van het galliumarsenide bekend is en men een eenvoudige vorm voor het domein aanneemt, is het mogelijk om een stroom-spanningskarakteristiek te construeren die geldt terwijl een domein aanwezig is, de zg. uitwendige karakteristiek (*fig. 9*). Een domein kan ontstaan als de spanning over de diode boven de kritische waarde V_{th} ligt; een reeds gevormd domein kan echter blijven bestaan en het preparaat doorlopen bij een lagere spanning, mits deze hoger is dan de waarde V_{min}.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

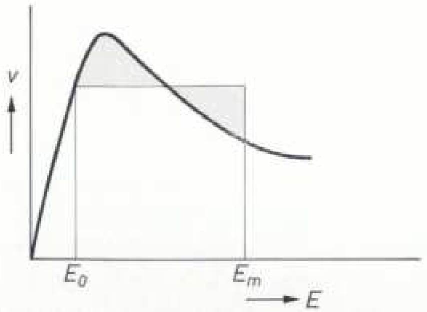


Fig. 8. Bij gegeven veldsterkte E_0 buiten een domein vindt men de maximale veldsterkte E_m binnen een domein door in de v,E-karakteristiek die waarde van E te zoeken waarvoor de grijze oppervlakken even groot zijn (regel van Butcher).

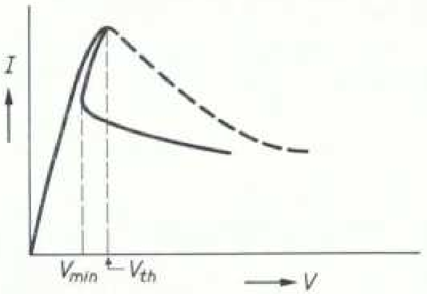


Fig. 9. Het verband tussen de stroom I en de spanning V over een Gunn-diode waarin een domein aanwezig is (de zg. uitwendige karakteristiek). Een domein kan ontstaan zodra V groter is dan de waarde V_{th}. Een aanwezig domein kan ook bij een lagere spanning blijven bestaan, mits deze niet lager is dan V_{min}.

De regel van Butcher kan als volgt worden afgeleid. Bij gegeven totale stroomdichtheid J_{tot} worden de veldsterkte E en de elektronenconcentratie n als functie van de tijd t en de plaatscoördinaat x gegeven door de vergelijking van Poisson en de stroomvergelijking. De eerste luidt:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\varepsilon}(n - n_d).$$

Hierin is n_d de concentratie van de dotering en ε de diëlektrische constante. De stroomvergelijking luidt:

$$J_{tot} = nev(E) - De\frac{\partial n}{\partial x} + \varepsilon\frac{\partial E}{\partial t}.$$

Hierin is v de gemiddelde snelheid van de elektronen en D de diffusieconstante, die onafhankelijk van de veldsterkte verondersteld wordt.

Een oplossing van deze vergelijkingen is een zich onveranderd met snelheid v_d voortplantend domein als E en n functies zijn van een coördinaat u die gelijk is aan $x - v_d t$. De vergelijkingen zijn dan te herschrijven als:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dE}{du} &= \frac{e}{\varepsilon}(n - n_d), \\ J_{tot} &= nev(E) - De\frac{dn}{du} - \varepsilon v_d\frac{dE}{du}. \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Uit deze vergelijkingen is de coördinaat u te elimineren. Stelt men J_{tot} gelijk aan $n_d e v_s$, waarin v_s de snelheid van de elektronen buiten het domein is, dan verkrijgt men na enig herleiden:

$$\left(1 - \frac{n_d}{n}\right) d\left(\frac{n}{n_d}\right) = \frac{\varepsilon}{Den_d}\left[v - v_d + \frac{n_d}{n}(v_d - v_s)\right] dE. \quad (2)$$

Integratie van deze vergelijking is mogelijk wanneer men als grenzen respectievelijk een punt *buiten* het domein kiest — daar geldt $n = n_d$, $E = E_0$ en $J_{tot} = n_d e v_s(E_0)$ — en een punt (n,E) erbinnen. Men vindt dan:

$$\frac{n}{n_d} - \ln\left(\frac{n}{n_d}\right) - 1 = \frac{\varepsilon}{Den_d}\int_{E_0}^{E}\left\{v - v_d + \frac{n_d}{n}(v_d - v_s)\right\} dE. \quad (3)$$

We nemen nu als grens binnen het domein het punt waar de veldsterkte de maximumwaarde E_m heeft; daar is dE/du gelijk nul, en volgens (1) is n derhalve gelijk aan n_d. Vergelijking (3) gaat dan over in:

$$\int_{E_0}^{E_m}\left\{v - v_d + \frac{n_d}{n}(v_d - v_s)\right\} dE = 0.$$

De integratieweg kan nog gekozen worden, daar de veldsterkte aan beide zijden van het domein de waarde E_0 heeft. Voor beide mogelijkheden verloopt $n(E)$ verschillend, terwijl de integraal toch dezelfde waarde moet hebben. Dit is alleen mogelijk als $v_d = v_s$ is. De betrekking gaat dan over in:

$$\int_{E_0}^{E_m}(v - v_s)\, dE = 0,$$

waarmee de regel van Butcher bewezen is. In woorden zegt deze regel dat de over de veldsterkte gemiddelde snelheid van de ladingdragers in het domein gelijk is aan die buiten het domein.

Drie trillingswijzen

Als nu aan de Gunn-diode, behalve de gelijkspanning, ook nog een wisselspanning wordt aangelegd met een frequentie die lager is dan overeenkomt met de oversteektijd van een domein, ontstaat de volgende situatie (*fig. 10*). Stel dat op zeker tijdstip de totale spanning de waarde V_{th} bereikt waarbij de veldsterkte de kritische waarde E_{th} aanneemt, zodat zich een domein vormt (punt A). De stroom neemt dan af tot een waarde, gegeven door de uitwendige karakteristiek (A'). Als het domein na een tijd τ bij de anode aankomt, neemt de stroom weer toe (C-C'). De spanning is dan te laag om een nieuw domein te doen ontstaan; dit gebeurt pas weer als de spanning boven V_{th} komt. De stroom is daardoor sterk niet-sinusvormig. Een belangrijke eigenschap van de stroom is dat de grondgolf ervan in tegenfase is met de spanning, zodat, wanneer de Gunn-diode in een afgestemde kring wordt opgenomen (*fig. 11*), de oscillaties in staat zijn zichzelf te onderhouden.

Behalve deze trillingswijze is er nog een geheel andere mogelijk. Men kiest daarbij de frequentie van de aan-

[14] Voor berekeningen hieromtrent zie J. G. Ruch en W. Fawcett, J. appl. Phys. 41, 3843, 1970.

[15] C. Hilsum en H. D. Rees, Electronics Letters 6, 277, 1970.
[16] P. M. Boers, Electronics Letters 7, 625, 1971.
[17] H. 't Lam en G. A. Acket, Electronics Letters 7, 722, 1971.
[18] L. W. James, J. P. Van Dyke, F. Herman en D. M. Chang, Phys. Rev. B 1, 3998, 1970.
[19] H. D. Rees, Solid State Comm. 7, 267, 1969.
[20] M. T. Vlaardingerbroek, P. M. Boers en G. A. Acket, Philips Res. Repts. 24, 379, 1969.
[21] P. N. Butcher, Physics Letters 19, 546, 1965.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

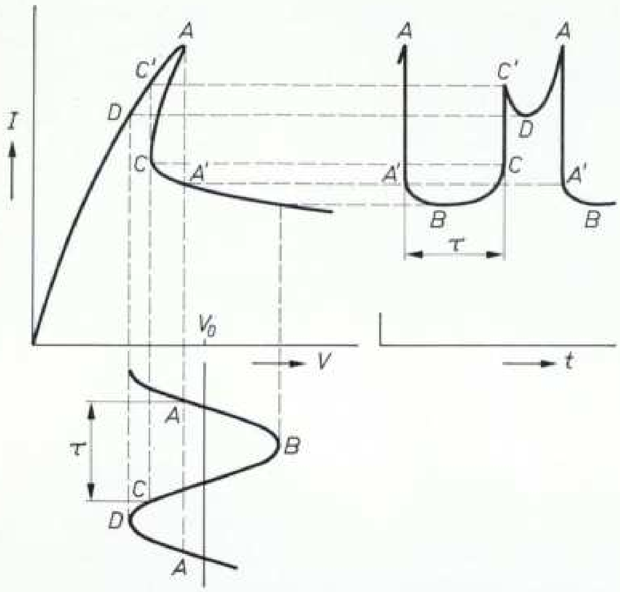


Fig. 10. Variatie met de tijd t van de stroom I in een Gunn-diode ten gevolge van een daarop aangesloten gelijkspanning V_0 en een op deze spanning gesuperponeerde wisselspanning waarvan de periode langer is dan de oversteektijd τ van de ladingdragers. De I,t-curve (rechtsboven) kan uit de aangelegde spanning (linksonder) worden afgeleid via de uitwendige karakteristiek (linksboven).

gelegde wisselspanning zo hoog dat de periode korter is dan de oversteektijd. De domeinen verdwijnen dan reeds voordat zij de anode bereikt hebben. De frequentie van de oscillaties is dus nu in te stellen met de microgolfschakeling. Het nadeel van deze trillingswijze is dat de omzetting van gelijkstroom in microgolfvermogen minder effectief is doordat het aan de anodezijde gelegen deel van het preparaat dat niet door de domeinen doorlopen wordt, zich gedraagt als een extra weerstand in de keten. Het nadelig effect hiervan is des te sterker naarmate de frequentie méér verschilt van de looptijdfrequentie. De lengte van de diode moet dus zo worden gekozen dat de looptijdfrequentie niet al te zeer afwijkt van de gewenste oscillatiefrequentie. Voldoet men aan deze eis, dan is de lengte van de diode voor hoge frequenties klein en het microgolfvermogen eveneens.

Het is mogelijk om dit nadeel, eigen aan looptijdoscillators, te ondervangen door gebruik te maken van een derde trillingswijze, de modus met beperkte groei van de ruimtelading of LSA-modus [22] (LSA is een afkorting van Limited Space-charge Accumulation). Deze

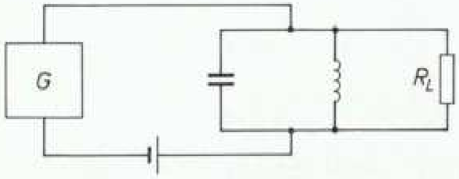


Fig. 11. Gunn-diode G in een afgestemde keten met LC-kring en belastingsweerstand R_L.

trillingswijze kan optreden wanneer de aangelegde gelijkspanning (V_0 in fig. 9) aanzienlijk hoger is dan V_{th} — bij voorbeeld 2 of 3 maal zo groot — en wanneer tevens de amplitude van het wisselsignaal zo groot is dat de ogenblikswaarde van de totale spanning toch gedurende iedere periode een korte tijd daalt tot onder de waarde V_{th}. De meest fundamentele voorwaarden zijn echter dat de tijd waarin een aanmerkelijke ruimtelading (accumulatielaag) kan ontstaan, langer is dan de periode — althans niet veel korter —, maar dat anderzijds een aanwezige ruimtelading snel verdwijnt zodra de ogenblikswaarde van de spanning beneden V_{th} gekomen is. Door dit laatste kan, ook na een groot aantal perioden, de ruimtelading nooit een hoge waarde bereiken.

Aan de genoemde eisen wordt slechts voldaan, naar men kan afleiden, als het quotiënt van de doteringsconcentratie en de frequentie binnen bepaalde grenzen ligt, die ruwweg een factor 10 verschillen.

Het voordeel van de LSA-modus is nu dat, door de relatief langzame groei van de ruimtelading, in nagenoeg de gehele diode de veldsterkte dezelfde waarde heeft en groter is dan E_{th}. Daar verder de lengte van het GaAs-plaatje hier niet te maken heeft met de frequentie en in principe vrij gekozen kan worden, zijn er grote impulsvermogens te bereiken.

De LSA-modus is in de praktijk slechts te realiseren in uitermate homogeen materiaal. Inhomogeniteiten in de donorconcentratie veroorzaken inhomogeniteiten in de elektronenconcentratie, die tot gevolg hebben dat voor het tenietdoen van ruimtelading de veldsterkte langer beneden de kritische waarde moet blijven dan zonder inhomogeniteiten nodig zou zijn. Daardoor neemt de negatieve helling van de karakteristiek effectief zo sterk af dat er bij concentratievariaties van ca. 10% al geen LSA-oscillaties meer mogelijk zijn.

Schakeling

Opdat het geheel, gevormd door een Gunn-diode en een microgolfschakeling, kan oscilleren, is het nodig dat beide impedanties gelijk en tegengesteld zijn. Van de impedantie van een in een bepaalde modus oscillerende Gunn-diode is het reële deel negatief en het imaginaire in veel gevallen eveneens. Een complicatie is dat men de impedantie niet eenvoudig kan afleiden uit stroom en spanning bij de oscillatiefrequentie, maar dat voor niet-sinusvormige oscillaties ook harmonischen in rekening moeten worden gebracht.

Een in ons laboratorium veel gebruikte microgolfschakeling is van het coaxiale type (*fig. 12*). Deze schakeling heeft een zeer grote bandbreedte, dat wil zeggen: de frequentie van de elektromagnetische golven die er zich in kunnen voortplanten kan men in een groot gebied variëren zonder dat de configuratie van het elek-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tromagnetische veld loodrecht op de voortplantingsrichting verandert. Dit geeft dus de mogelijkheid om te experimenteren met Gunn-oscillators voor uiteenlopende frequentie in dezelfde schakeling.

Een impedantie gelijk en tegengesteld aan die van de Gunn-diode wordt verkregen door middel van metalen zuigers die een gedeelte van de elektromagnetische golf reflecteren. Als de impedantie van de Gunn-diode onbekend is, kunnen de afmetingen van de zuigers en de plaats ervan experimenteel worden gevonden. Is de impedantie echter bekend uit metingen of met behulp van computersimulatie [23], dan kunnen ze ook vrij eenvoudig worden berekend.

De vervaardiging van Gunn-diodes van galliumarsenide

Het rendement waarmee met een Gunn-diode van galliumarsenide continu microgolven kunnen worden opgewekt, ligt globaal tussen 3 en 10%. Het grootste deel van het aan de diode toegevoerde elektrische vermogen wordt dus omgezet in warmte. Om de diode continu te kunnen laten werken, moet deze warmte worden afgevoerd. De elektrische contacten van de Gunn-diode moeten derhalve aan twee eisen voldoen: zij moeten een geringe warmteweerstand hebben en zij mogen zelf geen aanleiding geven tot het opwekken van warmte, ofwel: de elektrische weerstand ervan moet klein zijn.

Een nagenoeg weerstandsloze overgang van een metaal naar GaAs is alleen mogelijk als het GaAs zeer sterk is gedoteerd [24]. Het materiaal voor Gunn-diodes heeft een doteringsconcentratie van ongeveer 10^{15} ladingdragers per cm^3, wat voor contacten te weinig is. Er moet daarom een sterker gedoteerd overgangsgebied gemaakt worden, waarop het metaalcontact kan worden aangebracht.

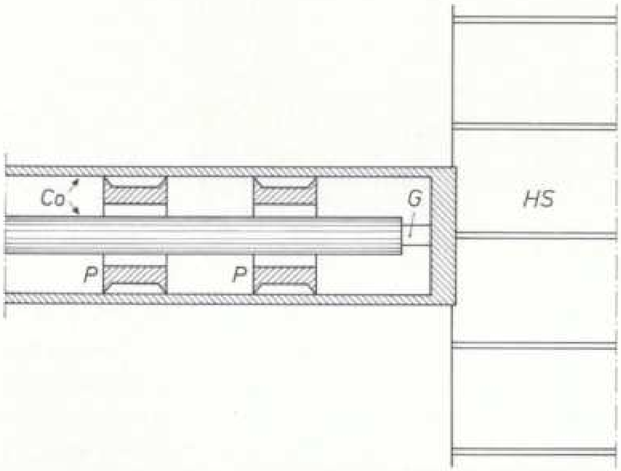


Fig. 12. Microgolfschakeling waarin de Gunn-diodes zijn onderzocht (schematisch). De diode *G* bevindt zich, in zijn omhulling, aan het einde van een coaxiale golfgeleider *Co*. De voor resonantie vereiste impedantie wordt verkregen door de afmetingen en de plaats van de verplaatsbare zuigers *P* geschikt te kiezen. De vereiste gelijkspanning wordt toegevoerd via de binnen- en buitengeleider van de coaxiale leiding. Het hf.-vermogen verlaat de schakeling aan het linker uiteinde. Rechts van de diode bevindt zich een koellichaam *HS* met koelvinnen.

De afstand tussen de contacten bij een Gunn-diode voor het opwekken van microgolven met een frequentie van 5 GHz is 20 micron. Omdat het maken en bewerken van een eenkristallige laag GaAs van deze „dikte" de grootste moeilijkheden zou geven, laat men een laag van 20 μm dikte epitactisch groeien op een substraat van sterk gedoteerd *N*-GaAs dat veel dikker is, b.v. 100 μm [25]. Dit substraat heeft een verwaarloosbare elektrische serieweerstand en is dus in elektrisch opzicht een uitstekend contact. Thermisch echter niet, want galliumarsenide is een slechte warmtegeleider. Het tweede contact moet derhalve nagenoeg alléén voor de afvoer van de warmte zorgen en mag daarom niet meer dan een halve micron dik zijn. Epitactisch groeien is hier niet onmogelijk maar wel moeilijk, en men kan er geen goede lagen mee maken die dunner zijn dan 2 à 3 μm, zodat men het produkt zou moeten afetsen om een laag van de gewenste dikte te verkrijgen. Wij hebben daarom een ander procédé gebruikt, dat ook toepasbaar is voor het maken van andere schakelingselementen.

Het begin ervan is, zoals boven geschetst, het epitactisch aanbrengen van een eenkristallige laag van 10 à 20 μm op een sterk gedoteerd substraat [26]. Aan beide zijden van deze plak wordt een mengsel van tin en zilver opgedampt. Op deze metaallaag wordt een laagje SiO_2 aangebracht (0,25 μm), dat verkregen wordt door pyrolyse van SiH_4 in een zuurstofatmosfeer bij 400 °C. De SiO_2-laag zorgt ervoor dat het verdampen van arseen tijdens de volgende stappen van het proces wordt voorkomen en tevens houdt deze laag de tin-zilverlaag vlak tijdens de volgende stap van het proces, het legeren. Dit gebeurt bij 550 °C in een waterstofatmosfeer. De GaAs-plak wordt daartoe op een verwarmingstafeltje gelegd en wel zo dat de epitactische laag naar het tafeltje gericht is. Tijdens deze stap smelt de tin-zilverlaag, en bij de hoogste temperatuur die bereikt wordt lost er wat GaAs op in het gesmolten metaal. Het verdere proces vindt plaats tijdens het afkoe-

[22] J. A. Copeland, Proc. IEEE **54**, 1479, 1966.
[23] Zie hiervoor het aangehaalde artikel van De Groot en Mircea [6].
[24] C. A. Mead, Physics of interfaces, in: Symp. Ohmic contacts to semiconductors, Montreal 1968, blz. 3-16.
[25] D. V. Eddolls, J. R. Knight en B. L. H. Wilson, Proc. Int. Symp. on gallium arsenide, Reading 1966, blz. 3.
[26] Het door ons gebruikte materiaal is geprepareerd door B. C. Easton en mej. C. Fisher van Mullard Research Laboratories, Redhill (Surrey), Engeland.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

len, waarbij essentieel is dat er in de plak een temperatuurgradiënt aanwezig is. De zijde die op het tafeltje ligt is warmer dan die waarover de waterstof strijkt. Daardoor zet het in de onderste metaallaag opgeloste GaAs zich af op de epitactische GaAs-laag daarboven, zodat er op deze laag een dunne, zeer sterk met metaal — in hoofdzaak tin — gedoteerde GaAs-laag wordt gevormd. Aan het andere oppervlak van de plak, de substraatkant, is de situatie juist tegengesteld. Dit is echter geen bezwaar, omdat het substraat toch al sterk gedoteerd is en dus geen extra laag nodig heeft om er een goed elektrisch contact op te kunnen aanbrengen.

Als het geheel volledig is afgekoeld wordt eerst de SiO_2-laag opgelost en wordt vervolgens het tin-zilvermengsel verwijderd door het op te lossen in kwik. Daarna wordt op de sterk gedoteerde lagen een metaal gedampt en heeft men contacten verkregen met een weerstand van niet meer dan ca. $10^{-4}\ \Omega/cm^2$. Op de opgedampte metaallaag — dikwijls titanium — wordt nog een goudlaag gedampt en ten slotte worden er met behulp van fotolak en chemisch etsen diodes met een diameter van ca. 200 micron uit de plak geëtst.

Iedere diode wordt nu in een vergulde koperen omhulling geplaatst, waarbij de epitactische laag naar het koper gericht wordt. Het geheel wordt op 300 °C gebracht en er wordt enige seconden een druk van 400 kg/cm² op uitgeoefend. Hierdoor ontstaat er een zeer goede verbinding tussen het goud van het contact en het goud van de omhulling. Tegelijkertijd wordt op de bovenkant een gouddraad gedrukt, die zich vasthecht aan het goud van het bovenvlak en aldus een goede elektrische verbinding maakt (*fig. 13*).

Ten slotte merken we nog op dat men zich bij het maken van sterk gedoteerde lagen, zoals boven beschreven is, niet hoeft te beperken tot tin-zilverlegeringen. Elk metaal waarin GaAs bij niet te hoge temperatuur oplost en waaraan een doteringsmateriaal kan worden toegevoegd, is in principe geschikt.

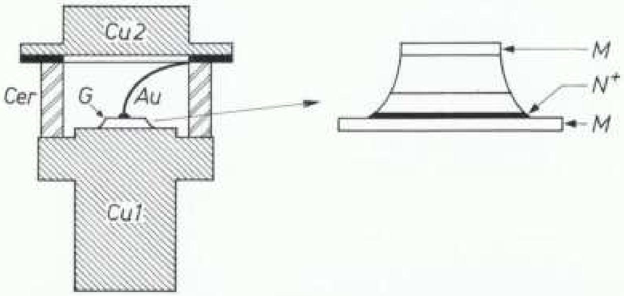


Fig. 13. Doorsnede van afgemonteerde Gunn-diode in zijn omhulling. *G* de diode. *Cu 1* blokje koper voor warmteafvoer. *Cer* keramische ring voor isolatie tussen de aansluitelektrodes *Cu 1* en *Cu 2*. *Au* gouddraad. De diode (zie inzet) is zo op het koperblokje geplaatst dat de actieve laag en de dunne contactlaag N^+ zich aan de onderkant bevinden. *M* goudlagen die het contact met *Au* en *Cu 1* verzorgen.

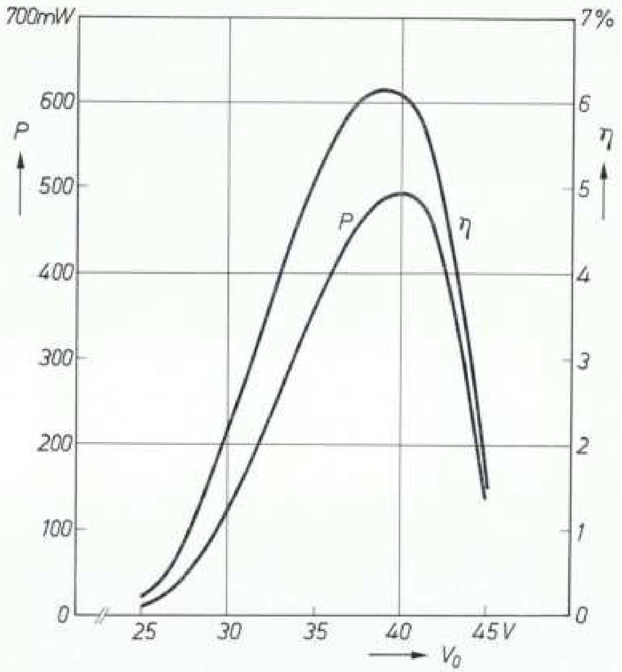


Fig. 14. Het uitgangsvermogen *P* en het rendement *η* van een continu werkende Gunn-diode bij 5 GHz als functie van de aangelegde gelijkspanning V_0. Bij hoge waarden van deze spanning nemen *P* en *η* met toenemende V_0 af door de te sterke temperatuurverhoging van de diode en doordat de aanpassing van de microgolfschakeling aan de diode minder goed wordt.

Prestaties

Tot slot van dit artikel geven wij nog twee representatieve voorbeelden van de resultaten die met Gunndiodes van het zojuist beschreven type in de eerder genoemde microgolfschakeling zijn behaald. De oscillators in kwestie hadden oscillatiefrequenties van resp. 5,0 en 5,94 GHz. *Fig. 14* geeft het rendement en het microgolfvermogen van de diode voor 5 GHz weer als functie van de aangelegde gelijkspanning V_0, gemeten terwijl de diode continu in werking was. De metingen aan de andere diode zijn verricht terwijl deze intermitterend werkte; ze zijn samengevat in *fig. 15*. De prestaties zijn in beide gevallen zeer bevredigend te noemen.

Aangezien men tijdens een puls een groter vermogen in de diode kan dissiperen dan wanneer deze continu werkt, is het maximumvermogen in het eerste geval uiteraard groter. Bij intermitterende werking is ook het rendement hoger. Dit komt doordat de temperatuur van een continu werkende diode aanzienlijk hoger is dan kamertemperatuur (ca. 300 °C), terwijl een intermitterend werkende diode nauwelijks warmer wordt; hierboven hebben we gezien dat bij een dergelijke temperatuur de v,E-karakteristiek veel minder sterk daalt.

De temperatuurverhoging van de continu werkende diode is eveneens een der oorzaken van het feit dat het

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

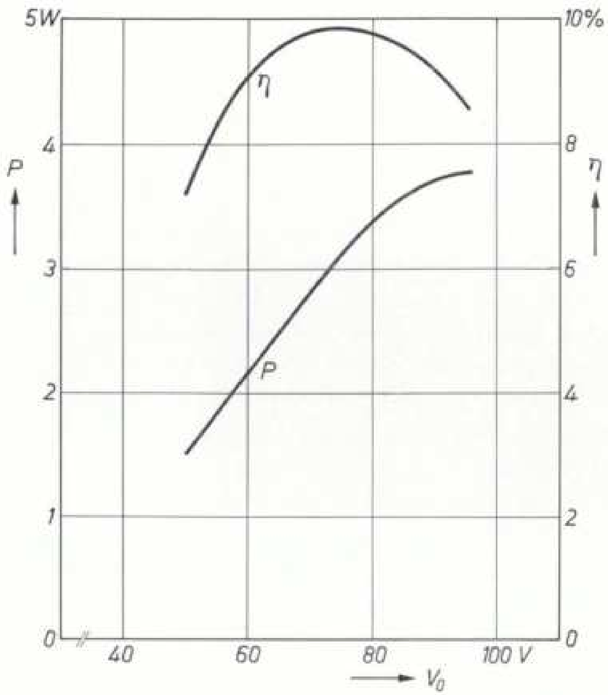


Fig. 15. Als fig. 14, maar nu voor een intermitterend werkende Gunn-diode bij 5,94 GHz. Bij grote V_0 neemt P hier niet af en het rendement is hoger dan bij de diode van fig. 14 doordat er geen grote temperatuurverhoging optreedt.

uitgangsvermogen, na een maximum bereikt te hebben, met toenemende gelijkspanning weer daalt. Een tweede oorzaak van het dalen van de karakteristieken bij grote V_0 is het feit dat de resonantiefrequentie en de impedantie van het coaxiale systeem vastliggen, terwijl de oscillatiefrequentie en de impedantie van de diode enigszins met V_0 variëren, zodat niet bij iedere spanning de aanpassing tussen diode en golfgeleider ideaal is.

Samenvatting. Het (Watkins-)Gunn-effect is een hoogfrequente instabiliteit die bij geschikte doteringsgraad en veldsterkte kan optreden in halfgeleiders waarin de gemiddelde elektronensnelheid in een bepaald gebied met toenemende veldsterkte afneemt (b.v. *N*-GaAs en *N*-InP). Het effect wordt veroorzaakt doordat zich domeinen vormen waarin de veldsterkte zeer hoog is en die zich in een diode van de katode naar de anode bewegen. In het algemeen is de periode van de Gunn-oscillatie gelijk aan de looptijd van de domeinen.

Wordt een Gunn-diode opgenomen in een microgolfschakeling en voert men aan de diode behalve de gelijkspanning ook een wisselspanning toe, dan zijn verschillende trillingsvormen mogelijk en behoeft de oscillatiefrequentie niet precies gelijk te zijn aan de looptijdfrequentie.

Een technologisch probleem is het maken van contacten die een verwaarloosbare elektrische weerstand hebben en de ontwikkelde warmte zeer goed afvoeren. Het laatste is slechts mogelijk met één van de twee. Het bestaat uit een sterk gedoteerde laag die zich afzet uit een laagje gesmolten Sn-Ag waarin GaAs is opgelost. Met continu werkende experimentele diodes is bij 5 GHz een vermogen bereikt van 0,5 W en een rendement van 6%, met intermitterend werkende 7,5 W en 10% bij 6 GHz.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

 Philips techn. T. 32, 252-256, 1971, no. 6/7/8/9

Epitactische galliumarsenidelagen

A. Boucher en B. C. Easton

Galliumarsenide neemt een speciale plaats in onder de halfgeleiders die worden toegepast in de microgolf-elektronica. Het vertoont zowel een grotere bandafstand als een grotere elektronenbeweeglijkheid dan germanium of silicium, waardoor het mogelijk is om door geschikt gekozen doteringen het elektrische geleidingsvermogen ervan binnen wijde grenzen te variëren. De belangstelling voor galliumarsenide is, niet in de laatste plaats, ook een gevolg van de ontdekking van het Gunn-effect [1], dat in dit materiaal optreedt door de bijzondere structuur van de energiebanden.

Zoals bij veel halfgeleiderelementen en geïntegreerde schakelingen het geval is, bestaan ook de uit galliumarsenide vervaardigde microgolfelementen uit epitactische lagen, aangebracht op een eveneens uit galliumarsenide bestaand substraat. Dit substraat, dat in de eerste plaats dient als mechanische ondersteuning van de erop aangebrachte elementen of geïntegreerde schakelingen, kan door dotering al naar behoefte isolerend of geleidend zijn. De gewenste eigenschappen van de epitactische laag worden eveneens verkregen door doteren, hetzij bij het aanbrengen van de laag, hetzij door een afzonderlijke diffusiebehandeling. De lagen kunnen in dikte variëren van minder dan een micron tot vele tientallen microns, al naar de toepassing dit vereist. Microgolfelementen uit galliumarsenide waarin epitactische lagen worden toegepast, zijn o.a.: Gunn-oscillators, varactors, mengdiodes, afstemdiodes, lawine-looptijddiodes en veldeffect-transistors.

Voor de meeste toepassingen van galliumarsenide heeft men een laag van het geleidingstype N nodig op een goed geleidend (N^+-)substraat van hetzelfde materiaal. Soms is dan op de N-laag nog weer een N^+-laag nodig om een niet-gelijkrichtende overgang naar een metalen geleider te verkrijgen. Ook zijn er toepassingen waarvoor een aantal opeenvolgende lagen met verschillende ladingdragersconcentratie nodig zijn, bij voorbeeld een N^+-substraat met daarop afwisselend lagen van het type N en N^+. Dergelijke constructies en ook die waarbij plaatselijk aangebrachte epitactische lagen nodig zijn, vereisen een goede beheersing van het proces dat gebruikt wordt voor het aanbrengen van de lagen. Hiertoe zijn in de Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée (LEP) een aantal fundamentele aspecten van het proces onderzocht (thermodynamica, reactiekinetiek en anisotropie-effecten) [2] [3], als ook enige nieuwe methodes waarmee elementen van goede kwaliteit te maken zijn [4]. In Mullard Research Laboratories (MRL) is het doteren van de lagen en het detecteren van verontreinigingen bestudeerd; tevens wordt daar gewerkt aan automatisering van het epitactische groeiproces. Voor het identificeren van verontreinigingen is gebruik gemaakt van elektrische meetmethodes, die in de loop van dit artikel nog ter sprake zullen komen, en van een aftastende massaspectrometer [5] (Engels: scanning mass-spectrometer).

Voor sommige toepassingen, zoals bij voorbeeld veldeffect-transistors, is als substraat galliumarsenide nodig met een soortelijke weerstand van meer dan 10^7 Ωcm. Nu treedt in zeer zuiver galliumarsenide nog enige geleiding op door elektronen uit ondiepe donorniveaus, veroorzaakt door de laatste verontreinigingen. Doteren met chroom geeft diepliggende acceptorniveaus, waardoor deze geleiding vermindert.

De laatste jaren heeft de bestudering van de epitactische groei van galliumarsenide zich geconcentreerd op de vervaardiging van geschikte lagen voor Gunn-oscillators. Voor dit doel zijn lagen nodig waarin de concentratie der vrije elektronen ongeveer 10^{15} per cm^3 is. De beweeglijkheid der elektronen moet hierbij groot zijn; zij kan bij 293 K ca. 7500 cm^2/Vs bedragen.

Er zijn momenteel twee gangbare methodes voor het maken van epitactische galliumarsenidelagen. In het ene geval wordt de laag afgezet uit de dampfase, in het andere geval uit een verzadigde oplossing van galliumarsenide in gallium. Wij zullen eerst deze methodes, die beide door ons werden bestudeerd, nader bespreken, daarna willen we ingaan op de technieken die we gebruikt hebben voor elektrisch en optisch onderzoek aan de epitactische lagen.

De epitactische groei van galliumarsenidelagen

Groei uit de dampfase

De meeste chemische transportreacties voor het afzetten van galliumarsenidelagen uit de dampfase berusten op reacties tussen gallium, arseen en chloorwaterstof (HCl). Men kan bij de reactie uitgaan van gallium en arseen of van gallium- en arseenverbindingen. De keuze van de uitgangsmaterialen blijkt een grote invloed te hebben op de zuiverheid van de ge-

Dr. A. Boucher, destijds medewerker van Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée, Limeil-Brévannes (Val-de-Marne), Frankrijk, thans medewerker van La Radiotechnique Compelec S.A., Suresnes (Hauts-de-Seine), Frankrijk; B. C. Easton, M.Sc. (Chem.), medewerker van Mullard Research Laboratories, Redhill (Surrey), Engeland.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

vormde lagen. Effer [6] was de eerste die de reactie tussen waterstof, arseentrichloride en gallium gebruikte en hij verkreeg daarmee zuiverder lagen dan voordien met andere processen ooit verkregen waren. Deze reactie wordt momenteel het meest gebruikt voor het groeien van epitactische lagen van een geschikte zuiverheid voor het maken van Gunn-oscillators.

Fig. 1 toont een schema van de apparatuur waarin epitactische lagen worden verkregen met behulp van bovengenoemde reactie tussen waterstof, arseentrichloride en gallium. Waterstof, gezuiverd door diffusie door palladium, wordt door arseentrichloride geleid en zo hiermee verzadigd. Vervolgens wordt de gasstroom door een in een oven geplaatste kwartsbuis geleid. Deze oven heeft twee temperatuurzones, die resp. op 800-850 °C en op 750 °C worden gehouden. In de eerste zone wordt het arseentrichloride gereduceerd en er vormt zich chloorwaterstof en vrij arseen; deze produkten reageren vervolgens met gallium (99,999 9% zuiver), dat in een schuitje in de kwartsbuis is geplaatst. Er zal arseen in het metaal oplossen totdat dit verzadigd is en er zich een laag galliumarsenide op het oppervlak heeft gevormd. Ook het chloorwaterstof reageert met het gallium en hierbij wordt in hoofdzaak galliummonochloride gevormd. Is de galliumvoorraad verzadigd, dan zullen de gasvormige reactieprodukten, voornamelijk galliumchloride, arseen en waterstof, naar de tweede zone van de oven stromen, waar zich een substraat van galliumarsenide bevindt, dat tevoren met een oplossing van broom in methanol chemisch is gepolijst. Er zal zich nu uit het gasmengsel galliumarsenide afzetten op het substraat, maar bij de heersende temperatuur niet op de omgevende delen van de kwartsbuis. Wel ontstaat aan het einde van de oven op de buiswand een aanslag van gallium, galliumarsenide en andere reactieprodukten. Om deze aanslag eenvoudig te kunnen verwijderen is hier een losse binnenbekleding in de reactieruimte aangebracht.

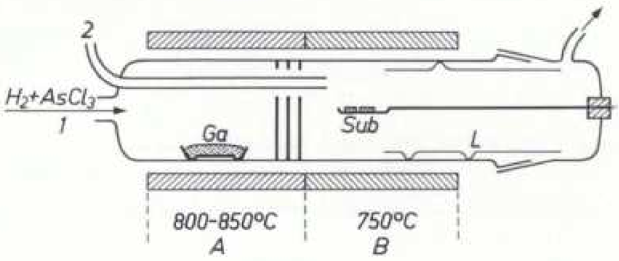


Fig. 1. Apparatuur voor het afzetten van epitactische galliumarsenidelagen. Door de buis *1* stroomt met $AsCl_3$ beladen zeer zuivere waterstof binnen, die in de zone *A* reageert met het daar aanwezige gallium (*Ga*). Uit het gasmengsel dat vandaar de zone *B* binnenstroomt zet zich galliumarsenide epitactisch af op de substraten *Sub*. In het relatief koude uiteinde van de buis ontstaat een neerslag van bijprodukten der reactie; deze zijn eenvoudig te verwijderen door vernieuwen van de daar aangebrachte binnenbekleding *L*. Door de buis *2* kunnen gasvormige verbindingen in het systeem worden gebracht ter dotering van de epitactische lagen.

De reacties die bij dit proces een rol spelen, kunnen als volgt worden samengevat:

$$4\,AsCl_3 + 6\,H_2 \rightarrow \overset{\nearrow}{As_4} + 12\,HCl,$$

$$2\,Ga + 2\,HCl \rightarrow 2\,\overset{\nearrow}{GaCl} + \overset{\nearrow}{H_2},$$

terwijl mag worden aangenomen dat de afzetting van galliumarsenide op het substraat plaatsvindt volgens de in het temperatuurgebied van 730-830 °C optredende evenwichtsreactie [2]:

$$4\,GaCl + As_4 + 2\,H_2 \rightleftarrows 4\,GaAs + 4\,HCl.$$

De substraten voor epitactische lagen voor Gunn-oscillators worden doorgaans zo gesneden dat het oppervlak een hoek van 2-3° maakt met een {100}-vlak van het galliumarsenide-rooster. Deze oriëntatie van het substraat geeft lagen die minder storende verontreinigingen bevatten dan lagen afgezet op {101}- of {111}-vlakken; bovendien vergemakkelijkt zij het klieven van het substraat met de daarop afgezette laag voor de vervaardiging van microgolfelementen.

Als substraat wordt zowel *N*-materiaal gebruikt dat gedoteerd is met silicium, tin of telluur, alsook vrijwel isolerend materiaal, dat met chroom is tegengedoteerd. Deze isolerende substraten zijn nodig voor controle op de elektrische kwaliteiten van de laag met Hall-effect- en geleidingsvermogensmetingen. De hierbij gevonden waarden voor ladingdragersconcentratie en -beweeglijkheid blijken goed overeen te komen met die voor gelijktijdig op goed geleidende substraten afgezette lagen.

De groeisnelheid van de lagen is 20-30 μm per uur, terwijl laagdikten van 1 tot meer dan 100 μm bereikt kunnen worden.

De niet opzettelijk geïntroduceerde verontreinigingen in een laag zijn overwegend donors. Zij geven in het gunstigste geval een concentratie aan vrije ladingdragers van ongeveer 10^{14} per cm^3. De verontreiniging die het moeilijkst te vermijden of te beheersen is bij het afzetten van een laag, is zuurstof, dat doorgaans in de apparatuur geïntroduceerd wordt in de vorm van water. De invloed van zuurstof op de elektrische eigenschappen van een galliumarsenidelaag is zeer gecompliceerd en grotendeels indirect. Niet alleen beïnvloedt zuurstof de chemische reacties die verantwoordelijk zijn voor het ontstaan van de laag, maar ook treden reacties op met andere verontreinigingen. Een hoge zuurstof-

[1] Zie voor een beschrijving van dit effect het artikel van G. A. Acket, R. Tijburg en P. J. de Waard in dit nummer, blz. 241.
[2] A. Boucher en L. Hollan, J. Electrochem. Soc. **117**, 932, 1970.
[3] L. Hollan en C. Schiller, J. Crystal Growth **13/14**, 319, 1972.
[4] L. Hollan, J. Hallais en C. Schiller, J. Crystal Growth **9**, 165, 1971 en A. Boucher, J. P. Chané en E. Fabre, Rev. Physique appl. **6**, 5, 1971.
[5] J. B. Clegg, E. J. Millett en J. A. Roberts, Anal. Chem. **42**, 713, 1970.
[6] D. Effer, J. Electrochem. Soc. **112**, 1020, 1965.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

concentratie heeft bovendien een ongunstige invloed op de perfectie van de structuur van de laag.

Voor de meeste toepassingen zijn galliumarsenidelagen nodig waarin de concentratie aan vrije ladingdragers per cm^3 10^{15} of meer bedraagt. Dit kan bereikt worden door de lagen te doteren met tin, dat het eenvoudigst in het systeem gebracht kan worden door het aan het gebruikte gallium toe te voegen in de vorm van zuiver tin of tinhoudend galliumarsenide. Een nadeel van deze manier van doteren is echter dat de concentratie in de loop van het proces niet meer te wijzigen is.

Dit is wel het geval wanneer donors gebruikt worden die kunnen worden toegevoegd als gasvormige verbindingen, zoals zwavelwaterstof of seleenwaterstof. Deze verbindingen worden dan tussen de galliumbron en het substraat aan de gasstroom toegevoegd (zie fig. 1). Een in het LEP ontwikkelde verbeterde methode voor het doteren met tin, de terugdiffusiemethode, is weergegeven in *fig. 2*. Hiermee kan de doteringsconcentratie tijdens het proces binnen wijde grenzen gevarieerd worden. Evenals bij het oorspronkelijke proces wordt hier de laag op het substraat afgezet uit een met gallium- en arseenverbindingen beladen waterstofstroom. Er is nu in het systeem echter nog een waterstofstroom die over een schuitje met tin strijkt en dan het substraat bereikt. Uit de hoofdstroom kan chloorwaterstof tegen deze tweede stroom in diffunderen, reageren met het tin — dat op een temperatuur van 750 °C gehouden wordt — en zo, als chloride, tin toevoegen aan het gasmengsel waaruit de laag wordt afgezet. Het tinchloride is te doseren door regelen van de sterkte van de waterstofstroom over het tin. De concentratie aan vrije ladingdragers in de laag is op deze wijze te variëren van 10^{15} tot 10^{18} per cm^3. *Fig. 3* geeft een indruk van de resultaten die met deze methode zijn te bereiken.

In het MRL is geautomatiseerde apparatuur ontwikkeld voor het maken van epitactische lagen, daarbij is o.a. gebruik gemaakt van elektrisch bediende regelkranen. Hiermee kunnen de verschillende variabelen tijdens het groeiproces nauwkeurig constant worden gehouden, zodat hun invloed op het proces en de resultaten daarvan beter zijn te bestuderen.

Hoewel deze ontwikkelingen de beheersing van het proces hebben vergroot, blijft als bezwaar bestaan dat bij de galliumbron een dynamisch evenwicht heerst, waardoor een zéér nauwkeurige beheersing moeilijk blijft. Er is gezocht naar mogelijkheden om hierin verbetering te brengen door het arseen op een andere wijze aan het reactiemengsel toe te voegen, bij voorbeeld in de vorm van arseenwaterstof of arseendamp. In het algemeen geven deze processen echter lagen van onvoldoende kwaliteit, hetgeen in hoofdzaak daaraan te wijten is dat de beschikbare uitgangsmaterialen niet de gewenste zuiverheid hebben.

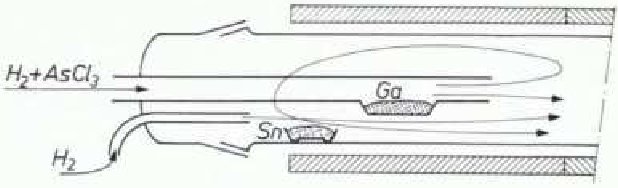


Fig. 2. Apparatuur voor het afzetten van epitactische galliumarsenidelagen, gedoteerd met tin in een nauwkeurig bepaalde concentratie (terugdiffusiemethode). Door een buis wordt met $AsCl_3$ beladen waterstof in het systeem geleid, die reageert met het gallium (*Ga*). Een deel van de reactieprodukten diffundeert tegen de door een tweede buis binnenstromende waterstof in en reageert met het tin (*Sn*). Uit het zowel arseen, gallium als tin bevattende gasmengsel zet zich de gewenste laag af op substraten verder stroomafwaarts in de oven. Regeling van de waterstofstroom geeft de mogelijkheid tot nauwkeurig regelen van het tingehalte in het reactiemengsel.

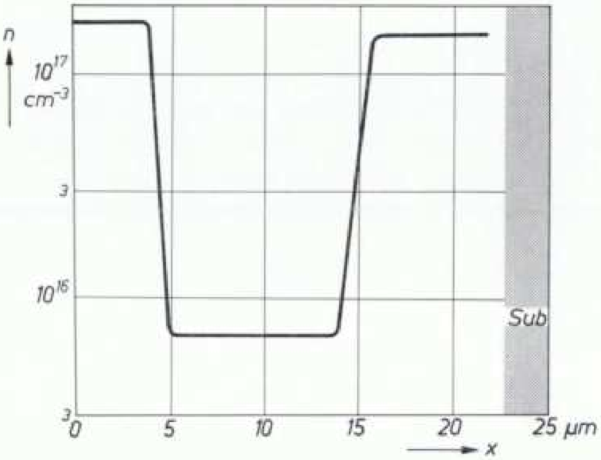


Fig. 3. Representatief resultaat van de terugdiffusiemethode. De vrije-ladingdragersconcentratie *n* is uitgezet als functie van de diepte *x* onder het oppervlak van een meervoudige epitactische laag. Bij *Sub* bevindt zich het substraat.

Groei uit een oplossing

Galliumarsenidelagen kunnen ook epitactisch op een substraat worden afgezet uit een oplossing. Er zijn hiervoor twee methodes bekend, die beide berusten op het vormen van een afzetting door langzame afkoeling van een verzadigde oplossing van galliumarsenide in gallium. De ene methode, het eerst beschreven door Nelson [7], is de horizontale methode, de andere, beschreven door Rupprecht [8], is de verticale methode.

Van de horizontale methode is door André en Le Duc in het laboratorium van R.T.C. La Radiotechnique-Compelec te Caen een verbeterde versie ontwikkeld (*fig. 4*). Hierbij wordt vloeibaar gallium, dat tevoren bij een temperatuur tussen 650 en 900 °C is verzadigd met galliumarsenide, door het wegtrekken van een schuifje in contact gebracht met het substraat dat op de bodem van een schuitje ligt. De gewenste galliumarsenidelaag zet zich nu bij afkoelen van de oplossing af op het substraat. De laagste donorconcentratie die

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

met deze methode is bereikt, was 10^{14} per cm^3, waarbij de Hall-beweeglijkheid, bij 77 K gemeten, meer dan 10^5 cm^2/Vs bedroeg [9].

Bij de verticale methode (*fig. 5*) staat in een oven een kwartskroes met een oplossing van galliumarsenide in vloeibaar gallium. Het substraat, dat aan een kwartsstaafje is bevestigd, kan hier van boven af ingestoken worden. Kroes en substraat bevinden zich in een atmosfeer van zuivere waterstof. Deze methode wordt gebruikt bij het onderzoek in het MRL Uitgaande van zo zuiver mogelijke grondstoffen bereiken we ook hier een laagste donorconcentratie van 10^{14} per cm^3.

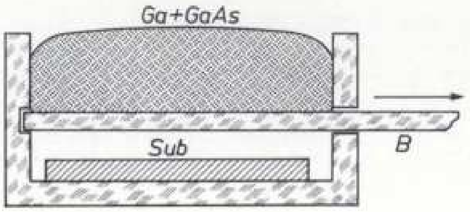


Fig. 4. Preparaathouder voor het afzetten van een GaAs-laag uit een oplossing, volgens een variant van de horizontale methode. Onderin de houder bevindt zich het substraat *Sub*, bovenin een hoeveelheid gallium te zamen met een bepaalde hoeveelheid galliumarsenide. Het geheel wordt in een oven verhit in een atmosfeer van zuivere waterstof, totdat alle GaAs is opgelost. Dan wordt de bodem, *B*, van het galliumcompartiment weggetrokken en de oplossing komt in contact met het substraat. Bij afkoeling van het geheel zet zich op het substraat een laag af, waarvan de dikte bepaald wordt door het afkoeltraject.

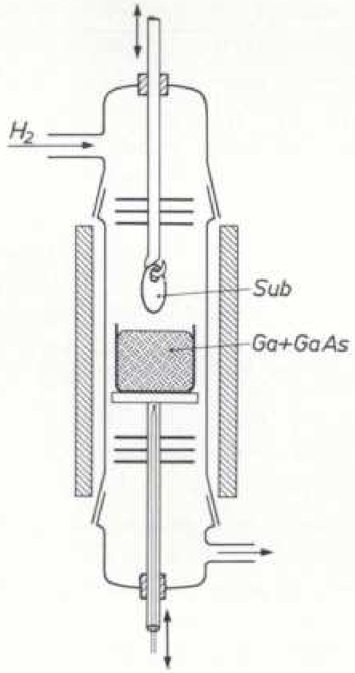


Fig. 5. Opstelling voor het afzetten van een galliumarsenidelaag volgens de verticale methode. In een kroes wordt een oplossing van galliumarsenide in gallium verwarmd. Bij de temperatuur waarbij de oplossing verzadigd is wordt het substraat *Sub* in de oplossing gedompeld. Door vervolgens de opstelling te laten afkoelen wordt de gewenste epitactische laag op het substraat verkregen; de dikte van de laag hangt af van het temperatuurtraject waarover de oplossing wordt afgekoeld. Gedurende het hele proces stroomt er zuivere waterstof door de opstelling.

Zowel bij de horizontale als bij de verticale methode wordt de dikte van de epitactische laag bepaald door het temperatuurtraject waarover de oplossing wordt afgekoeld. De verticale methode laat hierbij een betere beheersing van het proces toe. Zijn in beide gevallen de afkoelsnelheden 0,1-0,2 °C per min en worden de afkoeltijden zo nauwkeurig mogelijk bepaald, dan kunnen met de verticale methode dunnere lagen verkregen worden dan met de horizontale.

De laag kan met tin worden gedoteerd door dit aan de smelt toe te voegen. Een voordeel van het afzetten van lagen uit een oplossing is wel dat op geschikt gekozen substraten lagen verkregen kunnen worden met een bijzonder homogene verdeling van de opzettelijk toegevoegde verontreinigingen. Experimenten met Gunn-oscillators, gemaakt met uit een oplossing afgezette epitactische lagen, tonen dat voor frequenties rond de 10 GHz (*X*-band) het conversierendement zeer wel vergelijkbaar is met rendementen verkregen bij het gebruik van uit de dampfase afgezette lagen.

Kwaliteitsbepaling

Het is wenselijk de bruikbaarheid van een epitactische laag door routinemetingen te kunnen vaststellen voordat deze laag verwerkt wordt tot microgolfelementen. In de praktijk blijkt namelijk dat de materiaaleigenschappen van een laag voor een groot deel kunnen worden gemaskeerd door invloeden van de technieken waarmee microgolfelementen uit die laag vervaardigd worden. In dit opzicht is vooral het maken van nietgelijkrichtende contacten van belang. Wij zullen de door ons gebruikte meetmethodes kort bespreken.

Kristallografische en optische metingen

Microscopisch onderzoek van het oppervlak van een laag brengt eventuele onvolkomenheden van dit oppervlak aan het licht. Hierbij worden op gepolijste of gekliefde doorsneden van het materiaal metallografische etstechnieken toegepast. Deze maken het grensgebied tussen laag en substraat zichtbaar, zodat de gelijkmatigheid van dit gebied kan worden bestudeerd en ook een directe meting van de laagdikte mogelijk is. Ook wordt een infrarood-interferentietechniek [10] gebruikt voor niet-destructieve meting van de dikte van een *N*-laag op een N^+-substraat.

Met speciale röntgendiffractiemethodes [11] worden dislocaties in het substraat en de epitactische laag aan-

[7] H. Nelson, RCA Rev. **24**, 603, 1963.
[8] H. Rupprecht, Proc. Int. Symp. on Gallium Arsenide, Reading 1966, blz. 57.
[9] E. André en J. M. Le Duc, Mat. Res. Bull. **3**, 1, 1968.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

getoond, evenals spanningen in het materiaal ten gevolge van zagen of polijsten. Op deze wijze krijgen we een inzicht in de kwaliteit van het substraat die nodig is om daarop een epitactische laag te kunnen aanbrengen met een zo gering mogelijk aantal oppervlakte-imperfecties. Onlangs heeft Schiller [12] het bereik van deze techniek weten uit te breiden tot het grensgebied tussen laag en substraat. Dit stelde hem in staat een samenhang te vinden tussen verstoringen van het kristalrooster in dit grensgebied enerzijds en substraatkwaliteit, polijstbewerkingen en voorbehandeling anderzijds.

Elektrische metingen

Aan epitactische lagen op een zo goed mogelijk isolerend substraat kunnen de Hall-constante en het geleidingsvermogen gemeten worden met behulp van de methode van Van der Pauw [13]. Uit deze gegevens kunnen beweeglijkheid en concentratie van de ladingdragers worden berekend.

Variaties in de doteringsconcentratie over de dikte van de laag zijn te vinden uit metingen aan de metaal-halfgeleiderdiode (Schottky-barrièrediode) die verkregen kan worden door opdampen van een metaallaag op de epitactische laag, of, eenvoudiger, door er een kwikcontact van goed gedefinieerde afmetingen tegen aan te brengen. Het verband tussen de in de keerrichting over de diode aangelegde spanning en de capaciteit van de diode levert gegevens over de doteringsconcentratie op een diepte die afhangt van de grootte van de keerspanning [14]. De grootste diepte onder het oppervlak waarover nog op deze wijze gegevens zijn te verkrijgen is gelijk aan de dikte van de verarmingslaag bij de doorslagspanning van de diode. *Fig. 6* geeft een indruk van de resultaten van dergelijke metingen. Er is, uitgaande van dit principe, meetapparatuur geconstrueerd waarmee men het doteringsprofiel van een laag automatisch kan opnemen.

De beschreven metingen zijn routinemetingen. Zij zijn in bepaalde gevallen nog aangevuld met onderzoek naar de invloed van de temperatuur op de gemeten grootheden en, bij metingen aan de Schottky-diode,

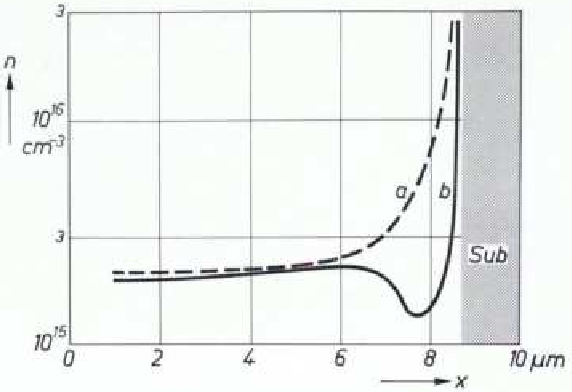


Fig. 6. De doteringsconcentratie n (aantal donoratomen per cm^3) als functie van de diepte x onder het oppervlak van een epitactische laag. Bij *Sub* houdt de laag op en begint het substraat. De curven zijn verkregen door metingen aan Schottky-barrièrediodes. *a*) Gedurende het afzetten van de laag zijn donors uit het substraat in de laag ingebouwd. *b*) Doteringsprofiel voor lagen afgezet op een substraat dat met silicium of tin gedoteerd is en waarbij de omstandigheden tijdens het afzetten van de laag onvoldoende in de hand gehouden zijn.

met het bestuderen van de invloed van infraroodbestraling. Zo is nadere informatie te verkrijgen over de aard en de dichtheid van elektrisch actieve verontreinigingen in de laag zoals donors, acceptors en vangplaatsen („traps") [15].

Andere experimenten, zoals meting van de luminescentie onder invloed van licht [16] of elektronenstralen en ook meting van de magnetische weerstandsverandering, leveren een aanvulling op de routinemetingen.

De bedoeling van al deze metingen is een verband te vinden tussen de eigenschappen van de microgolfelementen en de materiaaleigenschappen van de laag waaruit deze onderdelen vervaardigd zijn.

Tot slot kan nog worden opgemerkt dat, alhoewel galliumarsenide de belangrijkste halfgeleidende verbinding is voor microgolftoepassingen, ook aan andere verbindingen tussen elementen uit de derde en de vijfde kolom van het periodiek systeem onderzoek wordt gedaan, wanneer daar op grond van theoretische overwegingen aanleiding toe is. Verbindingen waaraan reeds oriënterende experimenten worden gedaan, zijn indiumfosfide en verschillende legeringen van indiumfosfide en galliumarsenide. De bereidingsmethodes voor deze verbindingen en de metingen voor de beoordeling der resultaten zijn analoog met die welke hier voor galliumarsenide zijn beschreven.

Samenvatting. Aan de vervaardiging van epitactische galliumarsenidelagen voor toepassing in de microgolfelektronica wordt gewerkt in Mullard Research Laboratories (Redhill), in de Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée (Limeil-Brévannes) alsook in een aantal andere laboratoria binnen het Philips-concern. De epitactische lagen worden afgezet zowel uit gasvormige gallium- en arseenverbindingen als uit een verzadigde oplossing van GaAs in vloeibaar gallium. De verkregen lagen worden bestudeerd door middel van röntgendiffractie, infraroodinterferentie, luminescentieonderzoek en elektrische metingen (geleidingsvermogen, Hall-effect, metingen aan Schotty-barrièrediodes en magnetische weerstandsverandering).

[10] P. J. Severin, Appl. Optics **9**, 2381, 1970 en Appl. Optics **11**, 691, 1972, (no. 3).
[11] J. B. Newkirk, J. appl. Phys. **29**, 995, 1958.
[12] C. Schiller, Solid-State Electronics **13**, 1163, 1970.
[13] L. J. van der Pauw, Philips Res. Repts **13**, 1, 1958; zie ook Philips techn. T. **20**, 221, 1958.
[14] De algemene theorie vindt men in W. Schottky, Z. Physik **118**, 539, 1941/42. De genoemde toepassing wordt ook beschreven in C. O. Thomas, D. Kahng en R. C. Manz, J. Electrochem. Soc. **109**, 1055, 1962.
[15] H. I. Ralph en F. D. Hughes, Solid State Comm. **9**, 1477, 1971 (no. 17) en G. A. Acket, Philips Res. Repts. **26**, 261, 1971 (no. 4).
[16] C. M. Wolfe en G. E. Stillman, Proc. 3rd Int. Symp. on Gallium Arsenide and Related Compounds, Aken 1970, blz. 3.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Computer-berekeningen aan het Gunn-effect

J. de Groot en A. Mircea

Sinds de dagen van Galilei wordt in de natuurwetenschappen algemeen aanvaard dat voor het juiste begrip van een verschijnsel een goede overeenstemming tussen experimentele resultaten en de uitkomsten van berekeningen op grond van een wiskundig model nodig is. Bestaat deze overeenstemming, dan mogen we daaruit besluiten dat het model binnen zijn beperkingen de werkelijkheid weergeeft. Het model is nu niet alleen te gebruiken om de experimentele omstandigheden zo gunstig mogelijk te kiezen, maar ook om inzicht te verkrijgen in het gedrag van die grootheden die niet direct meetbaar zijn.

Dit alles geldt vanzelfsprekend ook voor verschijnselen in halfgeleiders. Het model leert ons dan hoe de grootheden in het inwendige van het materiaal, zoals veldsterkte en ruimteladingsdichtheid, met plaats en tijd variëren en hoe zij samenhangen met uitwendig meetbare grootheden als stroom en spanning. Berekeningen aan een model kunnen bij voorbeeld ook laten zien hoe de interactie plaatsvindt van een halfgeleiderdiode met de schakeling waarin zij is opgenomen en hoe een dergelijke schakeling is te optimaliseren.

Wij beschrijven hier numerieke berekeningen aan een wiskundig model voor het Gunn-effect [1]. Daartoe gaan we eerst in op wiskundige modellen voor een halfgeleider, om vervolgens de eindige-differentiemethode te behandelen, een rekenmethode gebruikt voor het numeriek oplossen van de partiële differentiaalvergelijkingen met de daarbij behorende nevenvoorwaarden, die het wiskundige model vormen. Ten slotte volgen dan het model voor het Gunn-effect en enkele resultaten van numerieke berekeningen die wij aan dit model hebben uitgevoerd.

Wiskundige modellen

Het wiskundige model voor een halfgeleiderelement bestaat uit een aantal betrekkingen die het gedrag van een min of meer geschematiseerde situatie beschrijven. Doorgaans zijn dit partiële differentiaalvergelijkingen, betrekkingen tussen functies en hun afgeleiden naar tijd- en plaatscoördinaten. In het eenvoudigste geval is er naast de tijdcoördinaat slechts één plaatscoördinaat. Dit betekent dat de berekeningen dan beperkt blijven tot die gevallen waarin mag worden aangenomen dat een grootheid, zoals bij voorbeeld de veldsterkte of de ruimteladingsdichtheid, slechts in één richting varieert. Vaak blijkt een dergelijk eenvoudig model voldoende om de belangrijkste aspecten van een verschijnsel weer te geven. We veronderstellen dat dit ook voor het Gunn-effect het geval zal zijn, een veronderstelling die door experimentele resultaten wordt ondersteund.

Een stelsel partiële differentiaalvergelijkingen heeft in het algemeen een oneindig groot aantal oplossingen. Om de oplossing van een dergelijk stelsel eenduidig te maken, moeten een aantal voorwaarden worden toegevoegd die speciaal betrekking hebben op het te beschrijven verschijnsel en die meestal volgen uit fysische overwegingen. Dit zijn enerzijds de randvoorwaarden, die voorschrijven hoe de oplossing zich moet gedragen op bepaalde plaatsen, anderzijds de beginvoorwaarden, die de oplossing geven bij de aanvang van het fenomeen dat we willen bestuderen.

De differentiaalvergelijkingen voor het Gunn-effect blijken niet-lineair te zijn, d.w.z. de betrekkingen tussen de functies en hun afgeleiden zijn niet lineair. Dit maakt het model nogal gecompliceerd, doordat dergelijke vergelijkingen meestal niet analytisch zijn op te lossen en men zijn toevlucht moet nemen tot numerieke methoden. De resultaten worden hierdoor minder overzichtelijk, want als we al in staat zijn de oplossing numeriek te benaderen, dan geldt deze benadering slechts voor één combinatie van waarden voor de parameters die in het probleem voorkomen. Aan de andere kant echter zijn analytische oplossingen vaak zo gecompliceerd en onoverzichtelijk, dat alleen numeriek uitwerken ervan de situatie enigszins kan verhelderen.

Nu zijn fysici en ingenieurs meestal juist geïnteresseerd in de invloed van veranderingen in de parameters op de oplossing van een probleem. Bij een analytische oplossing is de invloed van de parameters in de regel wel na te gaan. Bij één numerieke oplossing is dit echter niet het geval, hier is deze invloed alleen te vinden door oplossingen te berekenen voor verschillende waarden der parameters en de uitkomsten te vergelijken. Door de ontwikkeling van elektronische rekenautomaten met

Ir. J. de Groot, medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven; dr. ing. A. Mircea, medewerker van Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée, Limeil-Brévannes, Val-de-Marne, Frankrijk.

[1] Dit effect, het onder bepaalde omstandigheden optreden van instabiliteiten in de ruimteladingsverdeling in sommige halfgeleiders, vormt het onderwerp van het artikel van G. A. Acket, R. Tijburg en P. J. de Waard in dit nummer, blz. 241.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

grote geheugenruimte en hoge rekensnelheid is het echter mogelijk geworden problemen aan te pakken die leiden tot voorheen vrijwel onoplosbare partiële differentiaalvergelijkingen. Sinds de eerste rekenautomaten beschikbaar kwamen is er een uitgebreide literatuur ontstaan [2] waarin een aantal hiervoor nodige numerieke methoden en hun mathematische achtergronden worden behandeld. Een van de eerste fundamentele publikaties [3] op dit gebied is echter al veel ouder: zij dateert van 1928 toen deze problemen nog slechts van theoretisch belang waren. Ondanks de grote belangstelling voor het numeriek oplossen van partiële differentiaalvergelijkingen is, door de gecompliceerdheid van het onderwerp, de hierop betrekking hebbende theorie nog lang niet zo ver ontwikkeld als die op andere gebieden der numerieke analyse.

De eindige-differentiemethode

Een van de meest algemene en voor een grote klasse van problemen bruikbare methode voor het oplossen van partiële differentiaalvergelijkingen is de eindige-differentiemethode. Vanzelfsprekend is bij het toepassen van deze methode noodzakelijk dat tevoren vaststaat dat het gestelde probleem een eenduidig bepaalde oplossing heeft.

Willen we met de differentiemethode een numerieke benadering vinden voor een functie $u(x,t)$ die oplossing is van een stelsel partiële differentiaalvergelijkingen in de plaatscoördinaat x en de tijdcoördinaat t met gegeven rand- en beginvoorwaarden, dan gaan we daarbij als volgt te werk. We kiezen in het (x,t)-vlak een net van punten. Door zowel de afstanden Δx als Δt tussen deze punten onderling gelijk te kiezen (*fig. 1*), worden de in de berekening optredende relaties eenvoudig en overzichtelijk; deze keuze van gelijke afstanden is echter niet noodzakelijk en in sommige gevallen zelfs niet gewenst. De punten van het regelmatige net zijn te schrijven als $(m\Delta x,n\Delta t)$, waarbij m en n gehele getallen zijn. Op deze punten definiëren we $v_m^{(n)}$, een discrete functie van m en n, die een benadering moet zijn voor de waarden $u(m\Delta x,n\Delta t)$ van de functie $u(x,t)$.

Voor de functie $v_m^{(n)}$ zijn vergelijkingen te vinden, differentievergelijkingen genaamd, door in de differentiaalvergelijkingen de differentiaalquotiënten te vervangen door differentiequotiënten. Deze vergelijkingen, die een benadering moeten zijn van het oorspronkelijke probleem, moeten zo gekozen worden dat $v_m^{(n)}$ nadert tot $u(x,t)$ wanneer Δx en Δt tot nul naderen. Hiertoe kan bij voorbeeld in een punt van het net $\partial u/\partial x$ benaderd worden door $(v_{m+1}^{(n)} - v_m^{(n)})/\Delta x$ en $\partial u/\partial t$ door $(v_m^{(n+1)} - v_m^{(n)})/\Delta t$, terwijl $\partial^2 u/\partial x^2$ door $(v_{m-1}^{(n)} - 2v_m^{(n)} + v_{m+1}^{(n)})/(\Delta x)^2$ benaderd wordt. Wanneer we Δx en Δt tot nul laten naderen, dan zullen de differentiequotiënten overgaan in differentiaalquotiënten, zodat de differentievergelijkingen overgaan in de differentiaalvergelijkingen en de gediscretiseerde rand- en beginvoorwaarden in de oorspronkelijk gegeven condities.

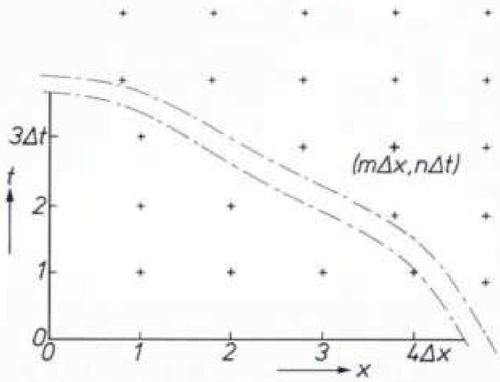


Fig. 1. Net van punten in het (x,t)-vlak dat gebruikt kan worden voor het numeriek oplossen van een partiële differentiaalvergelijking met twee onafhankelijke veranderlijken, x en t.

Convergentie

Dat de differentievergelijkingen, bij het tot nul naderen van Δx en Δt, overgaan in de juiste differentiaalvergelijkingen behoeft nog niet noodzakelijk tot gevolg te hebben dat daarbij ook $v_m^{(n)}$, de oplossing van de differentievergelijkingen, nadert tot de oplossing $u(x,t)$ van de differentiaalvergelijking. Deze convergentie zal zeker niet altijd bestaan wanneer we eisen dat alle voldoend nette functies als beginsituatie mogelijk moeten zijn. Er ontstaan dan moeilijkheden doordat de beginsituatie ruimtelijke harmonischen van willekeurig hoge orde kan bevatten. In dergelijke gevallen is er vaak alleen convergentie wanneer Δx en Δt bij het tot nul naderen voortdurend op een bepaalde manier van elkaar afhankelijk zijn.

De benadering $v_m^{(n)}$ moet voldoen aan een differentievergelijking die bij verfijning van het net nadert tot de differentiaalvergelijking. Nu blijken er bij een gegeven differentiaalvergelijking verschillende differentievergelijkingen te vinden te zijn; sommige hiervan leiden altijd tot een oplossing die convergeert naar de exacte oplossing, andere alleen onder bepaalde voorwaarden. We willen dit laatste verduidelijken aan de hand van het volgende warmtegeleidingsprobleem.

In een oneindig uitgebreide, vlakke en homogene plaat met een constante dikte d kiezen we de x-coördinaat loodrecht op de plaat, waarbij $x = 0$ en $x = d$ met de oppervlakken samenvallen. De temperatuurverdeling $T(x,t)$ in de plaat voldoet aan de differentiaalvergelijking:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - a\,\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0 \quad (0 < x < d,\ t > 0)\,, \qquad (1)$$

wanneer we aannemen dat alleen warmtetransport plaatsvindt in de richting van de dikte van de plaat. In de vergelijking is a

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een positieve constante, de warmtediffusiecoëfficiënt. Is nu gegeven dat de beide oppervlakken van de plaat steeds de temperatuur 0 hebben en dat op het tijdstip $t = 0$ de temperatuurverdeling $T = T_{max} \sin(k\pi x/d)$ is, dan luiden de rand- en beginvoorwaarden waaraan de oplossing van de vergelijking (1) moet voldoen:

$$\left.\begin{array}{ll} T(0,t) = T(d,t) = 0 & \text{voor } t \geq 0, \\ T(x,0) = T_{max} \sin(k\pi x/d) & \text{voor } 0 \leq x \leq d. \end{array}\right\} \qquad (2)$$

Hierin is k een willekeurig geheel getal, dat ook onbeperkt groot genomen moet kunnen worden. Hierdoor bereiken we dat de verkregen oplossing bruikbaar is om voor een zeer grote groep van beginvoorwaarden een oplossing te kunnen construeren, uitgaande van een Fourier-ontwikkeling van die beginvoorwaarden. De exacte oplossing van de vergelijking (1) met de gegeven rand- en beginvoorwaarden (2) luidt

$$T(x,t) = T_{max} \exp\left[-a\,\frac{k^2\pi^2}{d^2}\,t\right] \sin(k\pi x/d)\,,$$

zoals door substitutie is te verifiëren.

Willen we dit zelfde probleem numeriek oplossen, dan definiëren we daartoe $m\Delta x = x$; $n\Delta t = t$; $\Delta x = d/M$. Hierin zijn m en n gehele getallen, terwijl M het totale aantal intervallen is waarin we de dikte van de plaat verdelen. In plaats van de differentiaalvergelijking (1) voor de functie $T(x,t)$ komt nu een differentievergelijking voor een functie $v_m^{(n)}$, die alleen in de punten van het net in het (x,t)-vlak gedefinieerd is. Wij kiezen hiervoor:

$$\frac{v_m^{(n+1)} - v_m^{(n)}}{\Delta t} - a\,\frac{v_{m-1}^{(n)} - 2\,v_m^{(n)} + v_{m+1}^{(n)}}{(\Delta x)^2} = 0\,.$$

Noemen we hierin $a\Delta t/(\Delta x)^2 = \lambda$, dan levert deze vergelijking samen met de eerder al genoemde nevenvoorwaarden de volgende drie betrekkingen voor de functie $v_m^{(n)}$:

$$\left.\begin{array}{ll} v_m^{(n+1)} = \lambda v_{m-1}^{(n)} + (1-2\lambda)v_m^{(n)} + \lambda v_{m+1}^{(n)}, & \\ \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad (0 < m < M), & \\ v_0^{(n)} = v_M^{(n)} = 0, & \\ v_m^{(0)} = T_{max} \sin(k\pi m\Delta x/d), \qquad 0 \leqslant m \leqslant M). & \end{array}\right\} \qquad (3)$$

Als men voor λ een bepaalde waarde kiest, dan zou uit (3) in principe een numerieke benadering voor $u(x,t)$ te berekenen zijn. We willen hier echter nagaan of in dit betrekkelijk eenvoudige geval een analytische oplossing voor deze vergelijkingen te vinden is.

Op grond van de in dit geval reeds bekende exacte oplossing kunnen we proberen of de uitdrukking:

$$v_m^{(n)} = T_{max} \exp[-\alpha n\Delta t] \sin(k\pi m\Delta x/d) \qquad (4)$$

voldoet aan de vergelijkingen (3). Hierbij is α een nog nader te bepalen getal. Invullen van (4) in de eerste der betrekkingen (3) levert voor α de vergelijking:

$$\begin{aligned} \exp[-\alpha\Delta t] &= 1 - 2\lambda + 2\lambda \cos(k\pi\Delta x/d) \\ &= 1 - 4\lambda \sin^2(k\pi\Delta x/2d). \end{aligned}$$

Hiermee kunnen we voor de oplossing van de differentievergelijking schrijven:

$$v_m^{(n)} = T_{max}\{1 - 4\lambda \sin^2(k\pi\Delta x/2d)\}^n \sin(k\pi m\Delta x/d).$$

De vraag is nu dus of deze oplossing convergeert naar de exacte oplossing van de differentiaalvergelijking. Om dit te onderzoeken, vergelijken we beide oplossingen op een willekeurig tijdstip $t_0 = n_0\Delta t$ in een willekeurig punt $x_0 = m_0\Delta x$ en gaan daarbij na wat er gebeurt wanneer Δx en Δt tot nul naderen. Willen hierbij x_0 en t_0 constant blijven, dan zullen m_0 en n_0 tot oneindig moeten naderen. Dit betekent dat ook $|1 - 4\lambda \sin^2(k\pi\Delta x/2d)|^{n_0}$ naar oneindig gaat, tenzij $|1 - 4\lambda \sin^2(k\pi\Delta x/2d)| \leq 1$ is. Als dit laatste voor alle, dus ook voor willekeurig grote waarden van k het geval zal zijn, dan moet $\lambda \leq \frac{1}{2}$ zijn. Wil dus de oplossing van de differentievergelijking convergeren naar de exacte oplossing der differentiaalvergelijking, dan moeten in ieder geval Δt en Δx naar nul gaan op zodanige wijze dat steeds $\lambda = a\Delta t/(\Delta x)^2 \leq \frac{1}{2}$ is. Deze voorwaarde blijkt niet alleen noodzakelijk, maar tevens voldoende voor convergentie naar de exacte oplossing. Is aan de voorwaarde niet voldaan, dan heeft de oplossing van de differentievergelijking geen enkel verband met de oplossing der differentiaalvergelijking.

Voor andere differentievergelijkingen die dezelfde partiële differentiaalvergelijking benaderen kan de voorwaarde voor convergentie van de numerieke benadering anders luiden, en het kan voorkomen dat aan Δx en Δt geen enkele voorwaarde behoeft te worden opgelegd om convergentie van de numerieke oplossing zeker te stellen.

Stabiliteit

In een computerberekening bestaat elke stap uit een aantal elementaire bewerkingen. Het resultaat van elke bewerking moet worden afgerond, aangezien voor het opslaan en verwerken ervan slechts een beperkt aantal cijfers beschikbaar is. Op deze manier introduceert iedere bewerking een kleine fout. Het aantal stappen is doorgaans zeer groot, zodat een onaanvaardbare accumulatie van fouten kan optreden in het eindresultaat. Een dergelijke accumulatie wordt instabiliteit van de numerieke oplossing genoemd. Om deze instabiliteit te voorkomen, moeten de differentievergelijkingen zo gekozen worden dat zij voldoende ongevoelig zijn voor afrondingsfouten bij de afzonderlijke rekenbewerkingen.

De afrondingsfouten, terugvertaald naar de beginsituatie der berekening, vormen een zekere „ruis" op de gegeven beginvoorwaarden. Door het toevallige karakter van de fouten zal deze ruis tamelijk hoge frequenties bevatten. Dit heeft in het algemeen tot gevolg dat een Fourier-ontwikkeling van de beginvoorwaarden ruimtelijke harmonischen van willekeurig hoge orde zal bevatten. De eis voor stabiliteit blijkt, in het geval van lineaire differentiaalvergelijkingen, neer te komen op hetzelfde als de eerder genoemde eisen voor convergentie voor willekeurige, doch voldoend nette functies als gegeven beginvoorwaarden [2].

Rekentijd

Het als voorbeeld behandelde warmtegeleidingsprobleem kan ook nog worden gebruikt om enig idee te krijgen van de rekentijd nodig voor het oplossen van dergelijke problemen.

In het geval van het voorbeeld was $\Delta x = d/M$. Veronderstel dat we geïnteresseerd zijn in de oplossing op een tijdstip $t = \tau$; er zijn dan $\tau/\Delta t$ stappen in de tijd nodig. Volgens de voorwaarde

[2] R. D. Richtmyer en K. W. Morton, Difference methods for initial-value problems, Interscience Publ., New York, 2nd edition, 1967.

[3] R. Courant, K. O. Friedrichs en H. Lewy, Über die partiellen Differenzengleichungen der mathematischen Physik, Math. Ann. 100, 32-74, 1928.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

voor convergentie van de vergelijkingen (3) moet Δt evenredig zijn met $(\Delta x)^2$. Dit betekent dat Δt evenredig moet zijn met $1/M^2$, zodat het aantal mazen van het net in het (x,t)-vlak evenredig is met M^3. Is nu in de x-richting het gedrag van de oplossing zo, dat M voor een nauwkeurige benadering relatief groot moet zijn, dan wordt het aantal punten van het net al gauw zeer groot. In ieder punt van het net moet de differentievergelijking worden opgelost, waarvoor steeds ten minste twee vermenigvuldigingen en twee optellingen nodig zijn.

We voeren nu, gebruik makend van de eerder behandelde differentievergelijking, de berekening uit aan een plaat van 10 cm dik, verdeeld in 100 intervallen. De temperatuurverdeling bij het begin van de berekening is gegeven, gevraagd wordt nu de verandering van deze verdeling als functie van de tijd te berekenen. We kiezen hierbij $\lambda = 0{,}45$, zodat convergentie en stabiliteit van het gebruikte rekenschema gegarandeerd zijn. Wanneer $a = 1$ cm²/s is (ongeveer de waarde voor metalen als koper en aluminium), dan is de lengte van een tijdstap $0{,}45 \times 10^{-2}$ s. Om het verloop van de temperatuurverdeling gedurende 500 tijdstappen, dat is dus 2,25 s, te volgen is met het eerder genoemde rekenschema op een middelgrote rekenmachine 36 s nodig. De berekening verloopt dus ongeveer 15× langzamer dan het werkelijke verschijnsel, ten gevolge van de eisen voor stabiliteit en convergentie van het gekozen rekenschema. Kiezen we $\lambda = 0{,}55$, dan is een tijdstap $0{,}55 \times 10^{-2}$ s, het rekenschema is dan echter niet meer stabiel en reeds na 5 stappen vertonen de resultaten zichtbare kleine foutjes (zie *fig. 2*). Er zijn echter voor het eenvoudige geval dat we hier als voorbeeld genomen hebben, ook rekenschema's te vinden die in het geheel geen voorwaarden stellen voor convergentie. In dat geval wordt de grootte van een tijdstap en van de intervallen in de x-richting dus uitsluitend bepaald door de gewenste nauwkeurigheid.

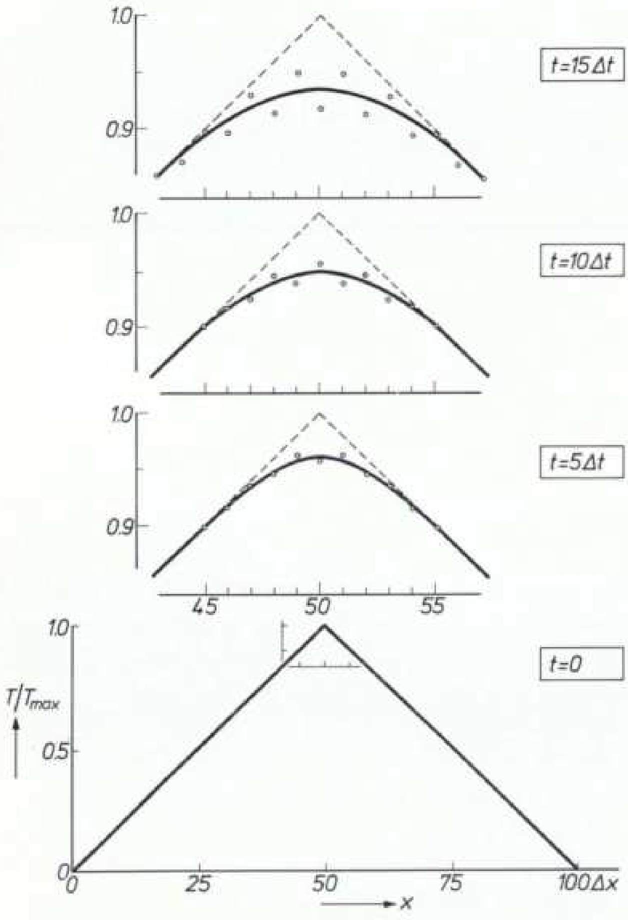


Fig. 2. Temperatuurverdeling in een oneindig uitgebreide, vlakke en homogene plaat met constante dikte, waarvan de grensvlakken op een temperatuur $T = 0$ gehouden worden. De temperatuur op verschillende tijdstippen t is uitgezet als fractie van het maximum, T_{max}, van de gegeven verdeling op $t = 0$. De dikte van de plaat is verdeeld in 100 intervallen Δx. De getrokken krommen geven de analytisch berekende, exacte verdeling van de temperatuur. De punten zijn numeriek berekend met het besproken rekenschema, waarbij tijdstappen Δt van $0{,}55 \times 10^{-2}$ s gekozen zijn. Onder de gegeven omstandigheden is hiervoor $\lambda = 0{,}55$ en is het rekenschema instabiel. Reeds bij $t = 5\Delta t$ treden duidelijk herkenbare fouten op in de numerieke resultaten. Er ontstaat een steeds sterker wordende modulatie op de temperatuurverdeling, waarvan de periode $2\Delta x$ bedraagt en die na veertig tijdstappen zelfs aanleiding geeft tot negatieve waarden voor T.

Wiskundig model voor het Gunn-effect

Wij zullen nu enige eigenschappen behandelen van een wiskundig model voor het Gunn-effect zoals zich dat voordoet in een Gunn-diode, een staafje van een geschikt halfgeleidermateriaal, aan beide uiteinden voorzien van elektrische contacten. Het eenvoudigste model bevat naast de tijd slechts één ruimtecoördinaat als onafhankelijke veranderlijke. Dit model voldoet zolang alle grootheden over een dwarsdoorsnede van de diode weinig veranderen en verschijnselen aan het zijdelingse oppervlak van de diode verwaarloosd mogen worden. Tussen de contacten van een Gunn-diode wordt een elektrische spanning aangelegd. In het veld dat daardoor ontstaat, krijgen geleidingselektronen een gemiddelde driftsnelheid v, waarvan de samenhang met de veldsterkte E gegeven wordt door de v,E-karakteristiek. Zoals *fig. 3* laat zien, vertoont deze karakteristiek boven de veldsterkte E_{th} een gebied waar de snelheid van de elektronen afneemt met toenemen van

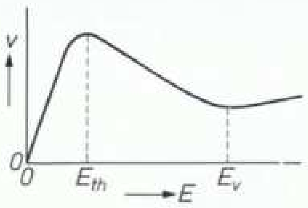


Fig. 3. De gemiddelde driftsnelheid v van geleidingselektronen in een Gunn-diode als functie van de elektrische veldsterkte E in de diode. Het gebied met negatieve helling tussen E_{th} en E_v kan aanleiding geven tot instabiliteiten in de ladingsverdeling.

de veldsterkte. Dit optreden van een negatieve helling in de v,E-karakteristiek kan, zoals we zullen zien, aanleiding geven tot instabiliteiten in de ruimteladingsverdeling in de diode. De experimentele methodes voor het meten van de karakteristiek en de fysische verkla-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ring voor de vorm van deze karakteristiek zijn te vinden in het in [1] aangehaalde artikel.

Is de vorm van de Gunn-diode zodanig dat we de verschijnselen als ééndimensionaal kunnen beschrijven, dan wordt de samenhang tussen de elektrische grootheden gegeven door de volgende drie differentiaalvergelijkingen:

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{e}{\varepsilon}\{n(x,t) - n_d(x)\}, \qquad (5)$$

$$J(x,t) = en(x,t)v(E(x,t)) - eD\frac{\partial n(x,t)}{\partial x}, \qquad (6)$$

$$e\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial J(x,t)}{\partial x} = 0. \qquad (7)$$

Hierin zijn $E(x,t)$ en $J(x,t)$ de elektrische veldsterkte en de convectiestroomdichtheid in afhankelijkheid van de plaats en de tijd. De totale stroomdichtheid $J_{tot}(t)$ vindt men door de convectiestroomdichtheid te vermeerderen met $\varepsilon\,\partial E/\partial t$, de dichtheid van de verplaatsingsstroom. Verder is $n(x,t)$ de concentratie der vrije elektronen, terwijl $n_d(x)$ de verdeling der dotering in het gebruikte materiaal geeft. Ten slotte is D de diffusieconstante voor de ladingdragers en zijn e (> 0) en ε de elementaire lading en de diëlektrische constante.

De vergelijkingen (5) en (7) zijn respectievelijk de vergelijking van Poisson en de continuïteitsvergelijking voor de lading, zij zijn lineair en gelden steeds zo lang generatie en recombinatie van ladingdragers te verwaarlozen zijn. De vergelijking (6) drukt uit dat de convectiestroom bestaat uit een geleidingsstroom en een diffusiestroom. De geleidingsstroom geeft aanleiding tot niet-lineariteit van de differentiaalvergelijkingen door de vorm van de v,E-karakteristiek en door het produkt van $n(x,t)$ en $v(E(x,t))$ in vergelijking (6). In vele gevallen blijkt de bijdrage van de diffusie tot de totale stroom te kunnen worden verwaarloosd zonder dat dit de resultaten van berekeningen sterk beïnvloedt.

Het stelsel gekoppelde differentiaalvergelijkingen (5)-(7) zou bij numerieke oplossing aanleiding kunnen geven tot instabiele of niet-convergente differentievergelijkingen. Dan zouden de stappen in de coördinaten x en t weer in een bepaalde relatie tot elkaar moeten staan wil een numerieke oplossing mogelijk zijn. Er zijn bij het stelsel (5)-(7) echter ook differentievergelijkingen te vinden die voor convergentie en stabiliteit geen beperkingen opleggen aan Δx en Δt.

Instabiliteiten in de ruimteladingsdichtheid

Zoals reeds vermeld, kan een karakteristiek als weergegeven in fig. 3, aanleiding geven tot instabiliteiten. De hier bedoelde elektrische instabiliteiten hebben niets te maken met de eerder behandelde instabiliteiten van een numeriek rekenschema. We zullen nu laten zien dat er oplossingen van de vergelijkingen (5)-(7) bestaan die elektrische instabiliteiten weergeven. Daartoe nemen we eerst aan dat over de diode een constante spanning V_0 staat en dat de doteringsconcentratie n_d overal in het materiaal dezelfde is. De spanning V_0 heeft in de diode een constante veldsterkte E_0 ten gevolge die gegeven wordt door $E_0 = V_0/l$, wanneer l de lengte van de diode is. Volgens (5) heeft dan $n(x,t)$ een constante waarde n_0, die gelijk moet zijn aan n_d. Ten slotte volgt uit (6) dat ook $J(x,t) = e\,n_0\,v(E_0) = J_0$ constant is. Is nu deze situatie stabiel? Om dit na te gaan, substitueren we in de vergelijkingen (5)-(7) de constante waarden E_0, n_0 en J_0, vermeerderd met kleine verstoringen, die we aangeven met de index 1:

$$\begin{aligned} E(x,t) &= E_0 + E_1(x,t),\\ n(x,t) &= n_0 + n_1(x,t),\\ J(x,t) &= J_0 + J_1(x,t). \end{aligned}$$

Wanneer we produkten van verstoringen verwaarlozen en tevens aannemen dat de bijdrage van de diffusie tot de stroom verwaarloosd mag worden, dan kunnen we eenvoudig een differentiaalvergelijking afleiden voor, bij voorbeeld, de verstoring n_1 in de ruimteladingsdichtheid. Deze vergelijking heeft als oplossing

$$n_1(x,t) = \exp[-\sigma_{diff}t/\varepsilon]\,f\{x - v(E_0)t\}, \qquad (8)$$

waarin σ_{diff} het differentiële geleidingsvermogen, gedefinieerd als $\sigma_{diff} = e\,n_0\,\mathrm{d}v(E_0)/\mathrm{d}E_0$ terwijl $f\{x - v(E_0)t\}$ een continu-differentieerbare maar voor het overige willekeurige functie van $x - v(E_0)t$ is. Deze oplossing leert ons het volgende. Is er op het moment $t = 0$ een verstoring $f(x)$ van de stabiele toestand, dan zal die zich met de snelheid $v(E_0)$ verplaatsen in de positieve x-richting en daarbij met de tijd toe- of afnemen al naar gelang σ_{diff} negatief dan wel positief is. In het eerste geval, waarmee we te maken hebben wanneer $E_{th} < E < E_v$ (zie fig. 3), is de situatie dus instabiel: de verstoring verplaatst zich en neemt daarbij onbeperkt in grootte toe. Bij de berekeningen die leidden tot de betrekking (8) is echter aangenomen dat de verstoringen klein waren, hetgeen in de onstabiele situatie na korte tijd al niet meer het geval zal zijn, zodat deze benadering dan dus niet langer verantwoord is. De niet-lineariteit van het systeem zal dan een rol gaan spelen en verdere groei van de verstoring tegengaan. De invloed van deze niet-lineariteit is alleen te onderzoeken door de oorspronkelijke vergelijkingen (5)-(7) numeriek op te lossen. Hiervoor is de in het begin van dit artikel behandelde eindige-differentiemethode te gebruiken; resultaten van dergelijke berekeningen zullen nog ter sprake komen.

In de betrekking (8), die de beginfase beschrijft van alle instabiliteiten die mogelijk zijn, kan $f\{x - v(E_0)t\}$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de gedaante $\sin\{2\pi n(x - v(E_0)t)/l\}$ hebben. Dit betekent dat er een heel spectrum van oscillaties kan optreden waarvan de grondfrequentie $v(E_0)/l$ is. Dergelijke oscillaties kunnen praktische betekenis hebben wanneer de daarbij optredende verstoringen van de ruimtelading bij hun beweging door de diode aangroeien tot een niveau dat vergelijkbaar is met de ruimteladingsdichtheid n_0. De tijd beschikbaar voor het aangroeien is de oversteektijd $l/v(E_0)$. Wanneer we nu de reeds eerder gebruikte lineaire benadering aanhouden, dan kunnen we zeggen dat een verstoring van praktisch belang is als de exponent van de e-macht in (8) groter is dan 1, dus als:

$$-\frac{\sigma_{\text{diff}}}{\varepsilon}t = -\frac{e}{\varepsilon}\,n_0\,\frac{\mathrm{d}v(E_0)}{\mathrm{d}E_0}\,\frac{l}{v(E_0)} > 1\,.$$

Dit kan, zoals duidelijk is, alleen gelden wanneer $\mathrm{d}v(E_0)/\mathrm{d}E_0$ negatief is, dus alleen wanneer

$$E_{\text{th}} < E_0 < E_{\text{v}}.$$

Voor een gegeven halfgeleiderelement liggen de maximale waarde van $|\mathrm{d}v(E_0)/\mathrm{d}E_0|$ en de daarbij behorende waarden van E_0 en $v(E_0)$ vast en kunnen alleen de waarden van l en n_0, welke laatste gelijk is aan n_{d}, nog gekozen worden. Voor de praktische toepasbaarheid van een Gunn-diode als oscillator kan dus de volgende eis [4] worden geformuleerd:

$$n_{\text{d}}l > -\varepsilon\, v(E_0) \Big/ e\,\frac{\mathrm{d}v(E_0)}{\mathrm{d}E_0}\,.$$

Bij N-galliumarsenide (N-GaAs), dat doorgaans voor Gunn-diodes wordt gebruikt, bedraagt de maximale negatieve waarde van $\mathrm{d}v(E_0)/\mathrm{d}E_0$ ca. 2×10^3 cm²/Vs, waarbij dan $v(E_0)$ ca. 10^7 cm/s is. Aangezien dit materiaal een relatieve diëlektrische constante heeft van ongeveer 10, zal dus $n_{\text{d}}l > 10^{11}$ cm^{-2} moeten zijn voor een oscillatordiode.

In het bovenstaande is steeds aangenomen dat de bijdrage van diffusie verwaarloosbaar was. Aangezien diffusie de concentratiegradiënten verkleint, zullen ook de groeisnelheid, de grootte en de vorm van een plaatselijke verstoring van de ruimteladingsdichtheid veranderen [5]; de ladingsophoping zal al vanaf het begin van haar ontstaan voortdurend uiteenvloeien. Dit is een dissipatief proces, het heeft tot gevolg dat de minimale waarde van $n_{\text{d}}l$ hoger zal moeten zijn dan de zojuist gegeven schatting van 10^{11} cm^{-2}.

We hadden ook een differentiaalvergelijking voor de verstoring van de elektrische veldsterkte of de stroom kunnen afleiden. In dat geval zouden we de verstoringen in deze grootheden hebben gevonden die corresponderen met de hierboven besproken verstoring in de ruimteladingsdichtheid.

Accumulatielagen en domeinen

Een wat dichter bij de praktijk staand model krijgen we wanneer we aannemen dat het doteringsprofiel in een diode het in *fig. 4* geschetste verloop heeft. Met behulp van speciale legeringstechnieken [6] zijn aan de uiteinden sterk gedoteerde, en dus goed geleidende, contactgebieden aangebracht. Deze gebieden, die we al naar hun polariteit anode of katode noemen, dienen om niet-gelijkrichtende contacten met de stroomtoevoerdraden te kunnen maken. In het ideale geval is de doteringsconcentratie in het inwendige van het materiaal vrijwel constant en zijn de legeringstechnieken voldoende bekend, zodat daarmee het verloop van de doteringsconcentratie $n_{\text{d}}(x)$ als functie van de plaats bekend is.

We sluiten een dergelijke diode aan op een constante uitwendige spanning V. Komt daarbij ergens in de diode de veldsterkte in het gebied tussen E_{th} en E_{v}, dan

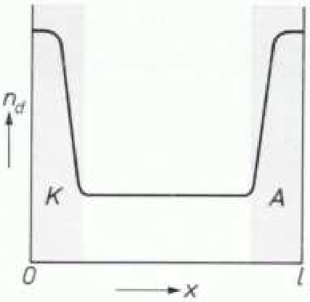


Fig. 4. Schematisch verloop van de doteringsconcentratie n_{d} als functie van de plaatscoördinaat x in een Gunn-diode met lengte l. De gebieden K en A zijn relatief goed geleidende uiteinden van de diode, katode- en anodegebied genoemd.

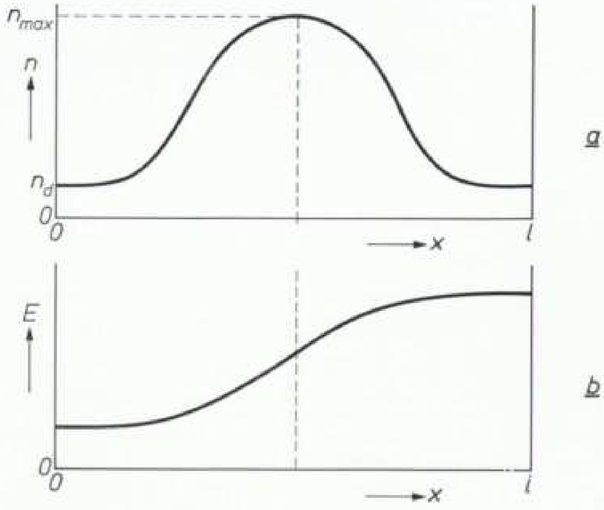


Fig. 5. *a*) Ruimteladingsdichtheid n in een Gunn-diode als functie van de plaats x in de diode, voor een van de eenvoudigste instabiliteiten van de ladingsverdeling, een accumulatielaag. n_{d} doteringsconcentratie in de diode. $n_{\max}$ de maximale ladingsdichtheid in de accumulatielaag. l totale lengte van de diode. *b*) De bijbehorende veldsterkte E in de diode.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

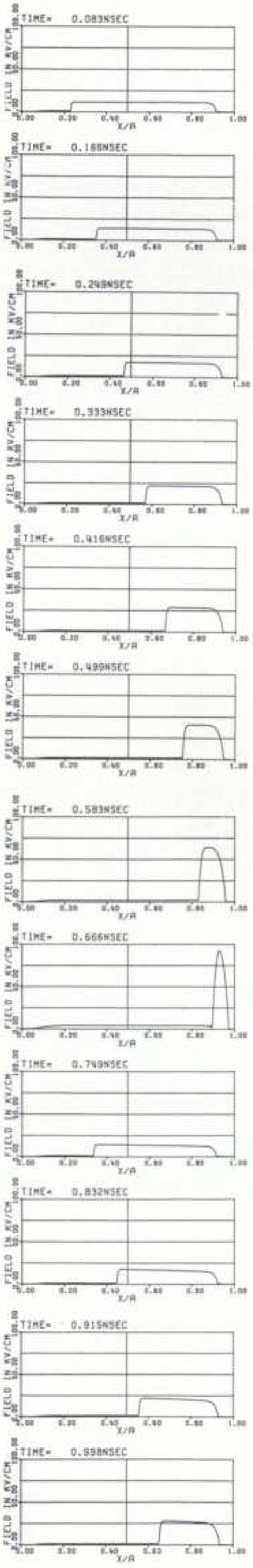
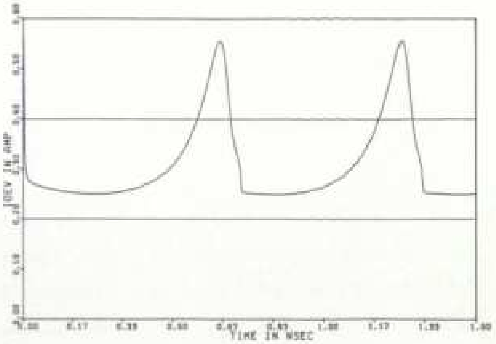


Fig. 6. *a*) Met behulp van een computer numeriek berekende veldsterkteverdeling in een Gunn-diode waarin zich een accumulatielaag beweegt. De resultaten der berekening zijn steeds na gelijke tijdsintervallen (ruim 0,08 ns) weergegeven. X/A de genormeerde afstand tot het katode-einde van de diode. *b*) De bij de weergegeven beweging van een accumulatielaag optredende stroom I_{DEV} door de diode. De spanning over de diode is hier constant.

← *a* *b* →



zullen zich de eerder beschreven instabiliteiten in de ruimtelading voordoen. De daarbij in de schakeling optredende stroom vormt een afspiegeling van de instabiliteiten in de diode. Instabiliteiten ontstaan aan plaatselijke ruimteladingsoverschotten of -tekorten in de diode. Bij het in fig. 4 gegeven doteringsprofiel ontstaan zij dus aan het katodecontact of aan fluctuaties in de ruimteladingsdichtheid veroorzaakt door ruis of door inhomogeniteiten in n_d. We hebben gezien dat instabiliteiten zich van katode naar anode bewegen, zodat er zich aan het anodecontact geen instabiliteiten kunnen vormen. Een instabiliteit die bestaat in een tijdelijke en plaatselijke toename van de elektronenconcentratie wordt accumulatielaag genoemd. Ruimteladingsdichtheid en veldsterkte in een dergelijke laag zijn weergegeven in *fig. 5*. Het maximum in de ladingsdichtheid zal met de tijd toenemen totdat niet-lineariteiten in het proces verdere groei beletten. De veldsterkteverdeling volgt via de vergelijking van Poisson uit de ladingsverdeling en is, in het geval van een constants spanning V over de diode, steeds zodanig dat $E(x,t)$ geïntegreerd over de lengte van de diode gelijk is aan V.

De vorming en voortplanting van een accumulatielaag die is weergegeven in *fig. 6a*, hebben wij verkregen door numerieke integratie van de vergelijkingen (5)-(7) [7]. De accumulatielaag ontstaat aan het katodecontact. Tijdens de beweging van de laag door de diode is de veldsterkte aan de katode gering. maar zodra de laag in het anodecontact verdwijnt, neemt de veldsterkte aan de katode weer zoveel toe dat daar een nieuwe accumulatielaag ontstaat, die vervolgens weer versterkt wordt, zodat de cyclus zich herhaalt. De minimum-veldsterkte waarbij zich een accumulatielaag kan vormen bedraagt voor N-galliumarsenide ongeveer 3,6 kV/cm. Deze periodieke herhaling veroorzaakt een periodieke modulatie van de stroom door de diode. Voor de in fig. 6*a* weergegeven beweging van een accumulatielaag is deze stroommodulatie berekend, de resultaten zijn te zien in fig. 6*b*.

Is de afwijking van de homogene ladingsdichtheidsverdeling negatief, dan vormt zich een zg. depletielaag. Tijdens de beweging van een depletielaag door de diode zal de elektronendichtheid in de laag afnemen. Aangezien deze dichtheid echter niet negatief kan worden, is er hier behalve de niet-lineariteit van de vergelijkingen nog een tweede begrenzende factor. Deze is echter niet opgenomen in de vergelijkingen die ons wiskundige model vormen.

In de praktijk is de dotering nooit volkomen homogeen: er zullen altijd zowel positieve als negatieve afwijkingen van de gemiddelde concentratie zijn. Wanneer nu de veldsterkte in de diode in het gebied van negatieve dv/dE ligt, dan

---

[4] D. E. McCumber en A. G. Chynoweth, IEEE Trans. **ED-13**, 4, 1966.
[5] B. W. Knight en G. A. Peterson, Phys. Rev. **155**, 393, 1967.
[6] Zie hiervoor het reeds eerder aangehaalde artikel van Acket, Tijburg en De Waard in dit nummer, blz. 241.
[7] H. J. Knoop van Philips' Natuurkundig Laboratorium heeft een belangrijk aandeel gehad in het totstandkomen van de rekenprogramma's voor deze en de nog volgende numerieke berekeningen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kunnen zich aan deze afwijkingen verscheidene accumulatie- en depletielagen vormen; ook aan het katodecontact kan zich een accumulatielaag vormen. Een accumulatielaag en een depletielaag, in elkaars nabijheid ontstaan, zullen samen een dipoollaag vormen en zich als één geheel verder bewegen. Een dergelijke combinatie heet domein. Is de diode voldoende lang en de aangelegde spanning voldoende hoog, dan krijgt het domein op zijn weg naar de anode de gelegenheid volledig uit te groeien. In *fig. 7* zijn de elektronendichtheid en de veldsterkte weergegeven die op een bepaald moment in een domein heersen. Wanneer een domein aan het anodecontact komt en daar verdwijnt, dan uit zich dit in een tijdelijke verandering van de stroom $I(t)$ in het uitwendige cir-

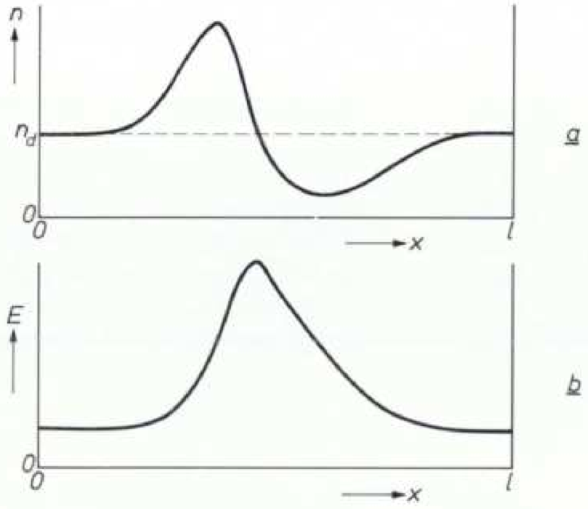


Fig. 7. *a*) Ruimteladingsdichtheid n als functie van de plaats x in een Gunn-diode in het geval dat er zich een elektrische dipoollaag (domein) door de diode beweegt. *b*) De bijbehorende veldsterkteverdeling in de diode.

cuit. De beweging van een volledig ontwikkeld domein in het inwendige van de diode heeft daarentegen geen invloed op de uitwendige stroom. Het verdwijnen van een domein geeft een verhoging van de veldsterkte in de diode, waardoor zich aan plaatselijke afwijkingen in de doteringsconcentratie ogenblikkelijk een nieuw domein vormt. Op deze wijze ontstaat ook hier weer een periodieke stroommodulatie in het uitwendige circuit. *Fig. 8* geeft de resultaten van numerieke berekeningen aan het ontstaan en bewegen van een domein. Voor deze berekening is een doteringsverdeling $n_d(x)$ verondersteld waarbij, juist na het katodecontact een kleine plaatselijke vermindering in n_d aanwezig is om de bij het domein behorende depletielaag te doen ontstaan.

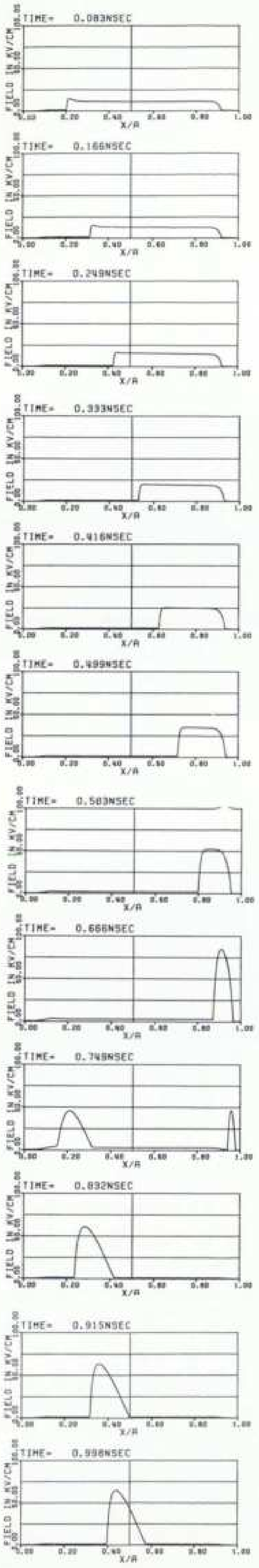
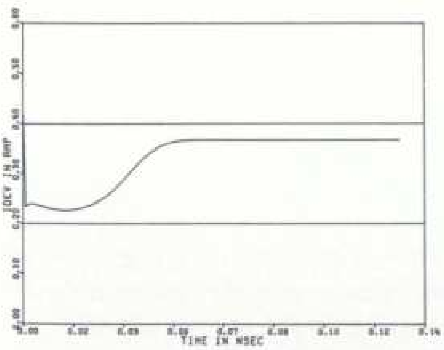


Fig. 8. *Links:* met behulp van een computer numeriek berekende veldsterkteverdeling in een Gunn-diode in het geval dat er zich een domein door de diode beweegt. De wijze van weergeven is dezelfde als in fig. 6. *Rechts:* de bij de beweging van domeinen optredende stroom I_{DEV} door de diode.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!



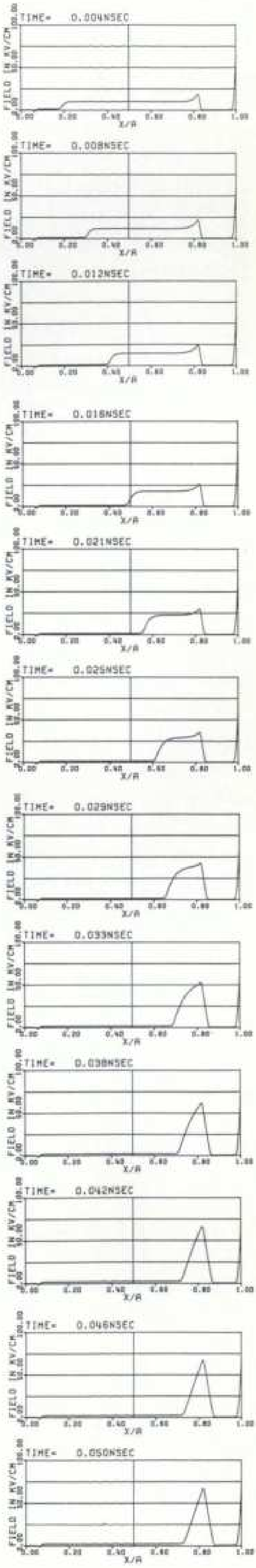


Fig. 9. *Rechts:* met behulp van een computer numeriek berekende veldsterkteverdeling in een Gunn-diode in het geval dat zich een domein door de diode beweegt en de diffusieconstante voor de ladingdragers groot is. Het domein, dat normaal tijdens zijn loop door de diode groeit, wordt nu stabiel doordat diffusie verdere groei compenseert. Hier is de berekende situatie steeds na een tijdsinterval van ruim 0,004 ns weergegeven. *Links:* verloop van de stroom bij het optreden van een stabiel wordend domein.

Het hier beschreven mechanisme van periodiek ontstaan en weer verdwijnen van domeinen ligt ten grondslag aan de Gunn-oscillator [6].

Wanneer ergens in de diode de veldsterkte in het gebied tussen E_{th} en E_v ligt zullen dergelijke waarneembare oscillaties, zoals gezegd, alleen optreden wanneer het produkt van n_d en l groter is dan 10^{11} cm^{-2}. Voor waarden van n_d rond 10^{15} cm^{-3} is een diode met een lengte van 10 µm dus tamelijk kort. Nemen we in een dergelijke diode de diffusieconstante D klein, dan laten zich nog wel oplossingen voor de vergelijkingen (5)-(7) vinden die periodiek zijn in de tijd. Is daarentegen de diffusieconstante groot, dan bestaat alleen een oplossing die tijdsonafhankelijk wordt. Het voorbeeld gegeven in *fig. 9* laat zien wat er in een dergelijk geval gebeurt. Aanvankelijk vormt zich een accumulatielaag of een domein. Wanneer de instabiliteit in de buurt van het anodecontact is gekomen, neemt de invloed van diffusie toe en de instabiliteit komt tot stilstand. Achter de verstoring in de ruimteladingsdichtheid blijft de veldsterkte zo laag dat de situatie daar stabiel is. Het zal duidelijk zijn, dat een dergelijke tijdsonafhankelijke situatie alleen kan bestaan wanneer de diffusiestroom zo sterk is dat deze het verschil tussen de uitwendige stroom en de driftstroom juist compenseert, zodat de diëlektrische verplaatsingsstroom overal verdwijnt. Dit betekent niet alleen dat D/l voldoende groot moet zijn, maar ook dat het verschijnsel mede bepaald wordt door de doteringsconcentratie [8].

Het bestaan van een stabiele situatie, ook bij een zodanige veldsterkte dat de differentiële weerstand negatief is, werd tot nog toe alleen bij computersimulaties gevonden [9], experimenteel is een dergelijke stabiele situatie nog niet aangetoond. Wel wordt aangenomen dat dit soort stabiele domeinen een verklaring kunnen vormen voor de bredebandversterking die is waargenomen bij korte galliumarsenidediodes [8].

Alle tot nu toe behandelde numerieke resultaten zijn met behulp van de differentiemethode verkregen als oplossingen van de vergelijkingen (5)-(7) en de rand- en beginvoorwaarden die nodig zijn om een eenduidig bepaalde oplossing te verkrijgen. Voor een voldoend nauwkeurige benadering moest de lengte l verdeeld worden in 400 even grote intervallen. In alle gevallen was deze lengte 100 µm, behalve in dat van fig. 9 waar l slechts 12 µm was. In verband met de vereiste nauwkeurigheid moesten voor het berekenen van drie perioden van de optredende oscillaties 500 tijdstappen gemaakt worden. Om een indruk te geven van de benodigde rekentijd: de resultaten weergegeven in fig. 6 en 8 vergden elk ongeveer 10 minuten op een groot computersysteem.

De regel van Butcher

Uit de grondvergelijkingen (5)-(7) voor het Gunn-effect was, zoals we gezien hebben, een betrekking af te leiden die de beginfase van instabiliteiten in de

[8] J. Magarshack en A. Mircea, Proc. MOGA Conf., Amsterdam 1970, blz. 16.19.
[9] A. Mircea, Device Research Conference Rochester 1969.

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023
Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ruimteladingsverdeling in een Gunn-diode beschrijft. De verdere ontwikkeling van deze instabiliteiten is dan, vanwege de niet-lineariteiten in de grondvergelijkingen, alleen met numerieke methodes te behandelen.

Voor de eindsituatie die bereikt wordt, het volledig ontwikkelde domein, blijkt weer wèl een betrekking afgeleid te kunnen worden. Deze betrekking, die het verband geeft tussen de maximale veldsterkte in het domein en de constante veldsterkte daarbuiten, staat bekend als de regel van Butcher [10] of „equal areas rule". De „equal areas rule" is van belang omdat men er ook zonder de hier behandelde numerieke berekeningen, gegevens mee kan verkrijgen over de vorm en de voortplantingssnelheid van domeinen, die zo'n fundamentele rol spelen in een Gunn-oscillator [6].

Wisselwerking van een Gunn-diode met een schakeling

De beweging van een domein in een Gunn-diode resulteert, zoals we gezien hebben, in periodieke stroomvariaties in de toevoerleidingen, zodat de diode in principe als oscillator te gebruiken is. Om aan een dergelijke oscillator energie te kunnen onttrekken, moet de diode worden opgenomen in een elektrische schakeling. De diode beïnvloedt de stromen en daarmee dus ook de spanningen in de schakeling, zodat van een constante spanning over de diode in de praktijk geen sprake is. Vorming en beweging van de domeinen zal dus anders verlopen dan in het hiervoor behandelde geïdealiseerde geval van een constante spanning V over de diode. De praktische vraag is nu: hoe moeten de parameters van het systeem worden gekozen opdat de oscillator een zo hoog mogelijk rendement krijgt.

De wisselwerking van de diode met de schakeling — in feite een gecompliceerd microgolfcircuit — is te analyseren aan de hand van het vereenvoudigde elektrische schema, weergegeven in *fig. 10*. Voor dezelfde gegevens als gebruikt voor het in fig. 8 gegeven voorbeeld, hebben wij nu de vergelijkingen (5)-(7) opnieuw numeriek opgelost met randvoorwaarden die bepaald worden door de parameters van de schakeling waarin de diode is opgenomen. De resultaten zijn gegeven in *fig. 11*. Vergelijking met fig. 8 leert dat een domein als het de anode nadert kleiner wordt door vermindering van de spanning over de diode.

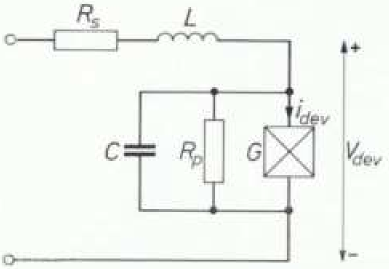


Fig. 10. Vereenvoudigde voorstelling van een schakeling waarin met een Gunn-diode microgolfoscillaties kunnen worden opgewekt. G Gunn-diode. R_s serieweerstand. L zelfinductie. R_p parallelweerstand. C parallelcapaciteit. V_{dev} spanning over de Gunn-diode. i_{dev} stroom door de diode.

Door toepassen van een Fourier-analyse kan de amplitude van de eerste harmonische in de optredende stromen en spanningen gevonden worden en daaruit is dan het rendement van de diode te berekenen. Het zal duidelijk zijn dat bij dit soort onderzoek de computer van groot nut is voor het bestuderen van de invloed van allerlei parameters op het rendement, zoals het doteringsprofiel en veranderingen van de karakteristiek door temperatuurveranderingen. Aan de hand van experimenten zijn deze invloeden soms niet of slechts met zeer veel inspanning te vinden.

De LSA-modus

De tot nu toe besproken oscillaties zijn typische looptijdeffecten, de frequentie wordt vrijwel geheel bepaald door de looptijd van een ruimteladingsverstoring in de diode. Is in een dergelijk geval de diode opgenomen in een schakeling, dan moet, wil het geheel optimaal functioneren, de resonantiefrequentie van de schakeling in de buurt van de looptijdfrequentie van de diode liggen. In het geval dat we tot slot nog bespreken, de LSA-modus (LSA: limited space-charge accumulation), ligt dit geheel anders, hier wordt de frequentie vrijwel uitsluitend door de schakeling bepaald [6]. Deze wijze van oscilleren van een Gunn-diode is het eerst gevonden bij numerieke berekeningen [11], doch is kort daarna ook experimenteel aangetoond [12]. Zij blijkt alleen te kunnen optreden als het diodemateriaal zeer homogeen van samenstelling is. In tegenstelling tot de voorgaande gevallen is hier het veld in de diode vrijwel homogeen, zelfs wanneer de veldsterkte in het gebied van negatieve differentiële weerstand ligt. Dit betekent dat deze negatieve weerstand nu niet slechts over de breedte van een domein, maar over de gehele lengte van de diode werkzaam is. Men mag hier dan ook een hoger rendement van een oscillator verwachten dan bij het bewegen van domeinen.

Wil het homogene veld in de diode blijven bestaan, dan zal het differentiële geleidingsvermogen gedurende een voldoend groot deel van een periode der oscillatie positief moeten zijn, om te ver aangroeien van kleine plaatselijke afwijkingen in de ruimteladingsdichtheid te voorkomen.

[10] P. N. Butcher, Physics Letters 19, 546, 1965. Een afleiding van deze regel wordt ook gegeven in het artikel van Acket, Tijburg en De Waard, dit nummer, blz. 247.
[11] J. A. Copeland, Proc. IEEE 54, 1479, 1966.
[12] J. A. Copeland, J. appl. Phys. 38, 3096, 1967.
[13] J. de Groot en M. T. Vlaardingerbroek, Proc. MOGA Conf., Amsterdam 1970, blz. 20.34.
[14] P. Jeppesen en B. Jeppsson, Proc. IEEE 57, 795, 1969.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

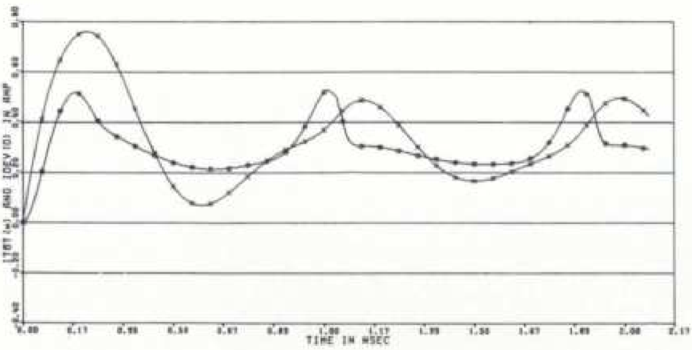
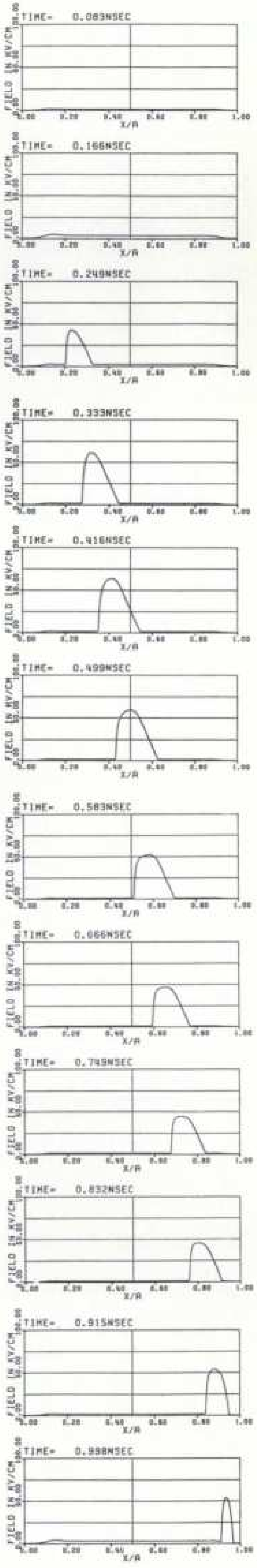


Fig. 11. *Rechts:* Veldsterkteverdeling in een Gunn-diode in de schakeling weergegeven in fig. 10, wanneer er zich domeinen door de diode bewegen. De beeldjes geven de veldsterkteverdeling steeds na intervallen van 0,08 ns. *Links:* de stroom I_{TOT} (×) door de schakeling en de stroom I_{DEV} (○) door de diode.



Bij nadere bestudering blijkt dat er in het geval van de LSA-modus zowel min of meer harmonische trillingen als relaxatietrillingen van stroom en spanning kunnen optreden [13]. Experimenten [14] tonen dat vooral in dit laatste geval hoge rendementen bereikt kunnen worden. Relaxatietrillingen kunnen optreden in de in fig. 10 gegeven schakelingen; in het algemeen moet daartoe de zelfinductie groot zijn en de capaciteit klein.

Hoe in een bepaald geval het gedrag van de schakeling afhangt van een van de parameters is te zien in *fig. 12*. De daar gegeven krommen zijn weer verkregen door numerieke integratie van de grondvergelijkingen (5)-(7). Bij iedere waarde van R_s zijn de waarden van L en C steeds zo gekozen dat de trillingsfrequentie in het geval van de LSA-modus dezelfde blijft. Bij oscilleren door de beweging van domeinen is de frequentie niet sterk afhankelijk van L en C, zij wordt dan immers vrijwel bepaald door de geometrie van de diode. Het blijkt dat voor kleine R_s een zo goed als harmonische trilling optreedt die voor grotere R_s gaandeweg in een relaxatietrilling overgaat. Voor nog grotere serieweerstanden wordt de spanningsvariatie die er over de diode nog mogelijk is te gering voor het onderhouden van LSA-oscillaties en vindt een plotselinge overgang plaats naar oscillaties door beweging van domeinen. Wordt de serieweerstand nog groter, dan zal de spanning over de diode uiteindelijk ook te gering zijn om nog domeinen te kunnen doen ontstaan, het oscilleren houdt geheel op en frequentie en rendement gaan naar nul. *Fig. 13* geeft de numeriek berekende veldsterkteverdeling in een diode voor het geval van LSA. Er is bij deze berekeningen plaatselijk een vermindering van 2% in de doteringsverdeling aangenomen om te zien in hoeverre dit nog aanleiding zou geven tot de vorming van een domein. Deze afwijking geeft wel een geringe verhoging van de veldsterkte ter plaatse, maar zij blijkt nog geen aanleiding te geven tot het optreden van domeinen.

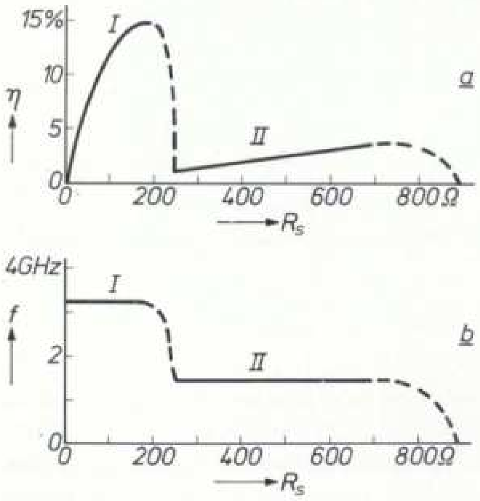
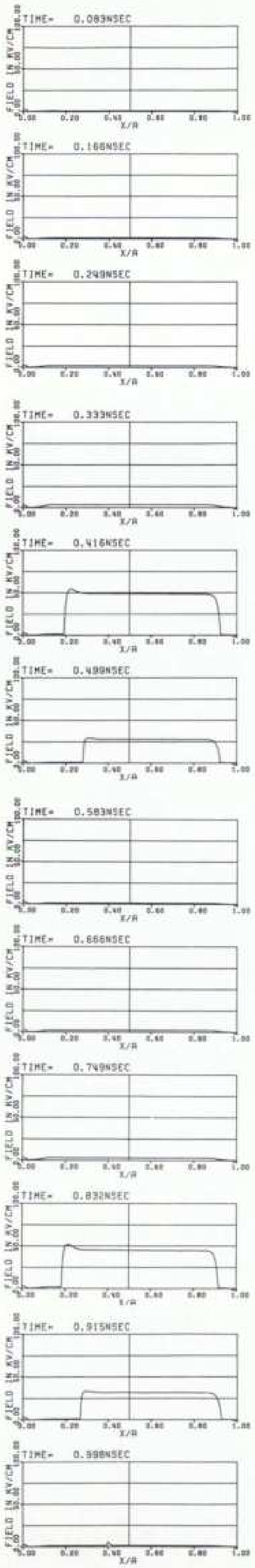


Fig. 12. *a*) Het rendement η van een Gunn-oscillator volgens fig. 10, als functie van de serieweerstand R_s. In het gebied *I* treden LSA-oscillaties op, in het gebied *II* worden de oscillaties veroorzaakt door de beweging van domeinen. *b*) Frequentie van de oscillator in het onder (*a*) gegeven geval. In het geval van LSA-oscillaties (*I*) is de frequentie constant gehouden door variëren van L en C; in het geval van oscillaties door domeinen wordt de frequentie bepaald door de afmetingen van de diode en is zij onafhankelijk van de parameters van de schakeling.

Tot slot kunnen we opmerken dat de vorm van een domein zoals die gevonden is bij de hier be-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



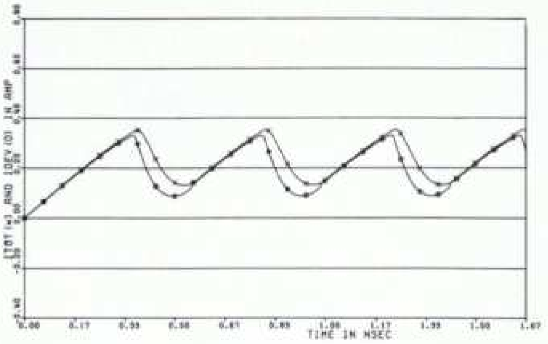


Fig. 13. *Links:* numeriek berekende veldsterkteverdeling bij LSA-oscillaties in een Gunn-diode. De beeldjes geven de berekende veldsterkteverdeling steeds na gelijke intervallen van ruim 0,08 ns. *Rechts:* de stroom I_{TOT} (×) door de gehele schakeling en de bijbehorende stroom I_{DEV} (○) door de Gunn-diode bij LSA-oscillaties.

handelde numerieke berekeningen, goed overeenstemt met wat hiervoor experimenteel is gevonden (*fig. 14*). Dit betekent dat het gebruikte wiskundige model tot op zekere hoogte juist is. Dat een model nooit tot in alle details de werkelijkheid kan weergeven is begrijpelijk, immers: het opstellen van het model vraagt om zekere vereenvoudigingen van de werkelijke situatie, terwijl ook over de waarden van de verschillende parameters altijd onzekerheid bestaat. Zo zijn microgolfschakelingen te gecompliceerd om volledig in een model beschreven te kunnen worden, terwijl ook een doteringsprofiel nooit tot in detail bekend is. Dit alles maakt dat aan de resultaten van computer-berekeningen zoals hier gegeven zijn, nooit meer dan een kwalitatieve betekenis mag worden toegekend, zij geven alleen de belangrijkste details van de verschijnselen. Niettemin is de verkregen informatie nuttig, zij geeft een inzicht in de invloed van veranderingen in bepaalde parameters op het gedrag van het systeem.

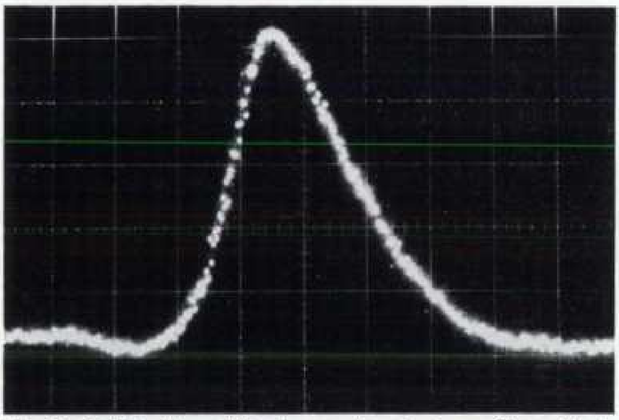


Fig. 14. Veldsterkteverdeling in een domein in een Gunn-diode, opgenomen met de in het artikel van Acket c.s. [1] beschreven techniek. De steilheid van de linkerflank werd bepaald door de gebruikte meetapparatuur en kan dus in werkelijkheid zeer wel groter geweest zijn. Overigens komt de vorm redelijk goed overeen met de berekende verdeling in fig. 8 en 11.

Samenvatting. In het eerste deel van dit artikel wordt de voor het numeriek oplossen van partiële differentiaalvergelijkingen bruikbare eindige-differentiemethode besproken. Bij deze methode worden differentiaalquotiënten vervangen door differentiequotiënten en differentiaalvergelijkingen door differentievergelijkingen. Wil nu, bij het naar nul gaan van de differenties van de onafhankelijke veranderlijken, een differentievergelijking en de bijbehorende oplossing overgaan in de differentiaalvergelijking en de daarbij behorende oplossing, dan blijken vaak eisen gesteld te moeten worden aan de wijze waarop de differenties van de verschillende onafhankelijke veranderlijken naar nul gaan. Een en ander wordt toegelicht aan een eenvoudig warmtegeleidingsprobleem. In het tweede deel wordt het Gunn-effect wiskundig beschreven met behulp van drie partiële differentiaalvergelijkingen, aangevuld met randvoorwaarden. Door een traject met negatieve helling in de v,E-karakteristiek van een Gunn-diode blijken verschillende soorten instabiliteiten in de stroom door de diode te kunnen ontstaan, zoals ladingsaccumulatielagen en domeinen. Deze laatste soort kan benut worden voor het opwekken van microgolftrillingen. Er blijkt ook nog een tijdsonafhankelijke toestand te bestaan, waarbij een groot deel van de diode zich in een in feite instabiele toestand bevindt. Voor al deze gevallen zijn de differentiaalvergelijkingen numeriek opgelost en worden de door een computer getekende resultaten gegeven en besproken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De Gunn-diode als oscillator en versterker

J. Magarshack

De ontdekking en ontwikkeling van vastestofelementen, zoals Gunn-diodes en lawine-looptijddiodes, heeft vergaande veranderingen in de opvattingen over microgolfsystemen mogelijk gemaakt. Voor het eerst kreeg men de beschikking over microgolf-energiebronnen, voor de prijs van een transistor, die voldoende energie leverden voor een klein systeem en die met een lage gelijkspanning gevoed konden worden. Hierdoor kon niet alleen bestaande apparatuur veel eenvoudiger worden, maar ook boden nu microgolfschakelingen een aantrekkelijk alternatief op die plaatsen waar kosten, geringe afmetingen en een eenvoudige voeding belangrijk zijn.

Omtrent dezelfde tijd dat deze microgolfgeneratoren beschikbaar kwamen, ontstond ook behoefte aan nieuwe ideeën op het gebied van hoogfrequentsystemen. In het bijzonder deed zich dit voor in de telecommunicatie. De hoeveelheid informatie die in een systeem moet worden getransporteerd neemt toe met het aantal aansluitingen op dat systeem en met de gecompliceerdheid van de te transporteren informatie (video-signalen in plaats van audio-signalen bij voorbeeld). Hierdoor stijgt de vereiste draaggolffrequentie al gauw tot in het microgolfgebied.

Bij het ontwerpen van een microgolfsysteem waarin Gunn-diodes gebruikt worden, moeten de eigenschappen van deze diodes bekend zijn: hoe zij zich in een schakeling gedragen en welke schakeling nodig is om aan bepaalde gestelde specificaties te voldoen. We zullen daarom nagaan welk energieverbruik, welke frequentiekarakteristiek en ruiseigenschappen we in een bepaalde toepassing van een Gunn-diode kunnen verwachten. De genoemde eigenschappen hangen evenwel af van de schakeling en deze kan op zijn beurt het best worden gegeven wanneer de impedantie van de diode bekend is. We zullen daarom beginnen met het bespreken van de impedantie van een Gunn-diode, eerst voor een hoog en vervolgens voor een laag signaalniveau. De impedantie voor een hoog signaalniveau bepaalt het gedrag van een diode in een oscillator en is gedefinieerd als de verhouding van de amplitudes van de eerste harmonischen van de spanning die over de diode staat en de stroom die erdoor vloeit. Deze impedantie is een functie van de amplitude van de hoogfrequentspanning. De impedantie voor een laag signaalniveau moet met een voldoend klein signaal gemeten worden, onder zodanige omstandigheden dat de diode niet oscilleert. In dit laatste geval vormt de diode een amplitude-onafhankelijke impedantie. Wanneer het reële deel van deze impedantie negatief is, kan de diode gebruikt worden in een reflectieversterker.

Is de impedantie van een Gunn-diode gemeten, dan kan zijn gedrag voorspeld worden en kunnen schakelingen voor bepaalde toepassingen worden ontworpen. We zullen drie veel gebruikte schakelingen bespreken: een oscillator voor een frequentiemodulatiesysteem, afgestemd met behulp van een varactor, een door middel van een YIG-bolletje over een brede band verstembare oscillator, waarbij de verstemming met behulp van een magneetveld geschiedt, en een stabiele oscillator met lage ruis voor één vaste frequentie.

Tot slot beschrijven we nog de mogelijkheden van versterking met een Gunn-diode, waarbij speciaal aandacht zal worden geschonken aan een versterker waarin diodes gebruikt worden van hetzelfde type dat ook in een oscillator wordt gebruikt.

Oscillators

Oscillatievoorwaarden

Een Gunn-diode kan oscilleren in een schakeling samengesteld uit golfpijpen, coaxiale golfgeleiders of microstriplijn, steeds met behulp van een resonator en een laag-doorlatend filter voor het aansluiten van de gelijkstroomvoeding. Voor een eenvoudige beschrijving van een dergelijke schakeling kunnen we de Gunn-diode opvatten als een negatieve weerstand voor een groot signaal, $-R_g(V,\omega)$, in serie met een reactantie $X_g(V,\omega)$; zowel R_g als X_g zijn een functie van de amplitude en de frequentie van de spanning over de diode. Het is het eenvoudigst om hier een seriekring als vervangingsschema te nemen (*fig. 1*). De impedantie Z_c van de schakeling wordt gevormd door een resonantiekring (R_r, C_r en L_r) waaraan een belasting Z_l is gekoppeld door middel van een ideale transformator (impedantie-transformatieverhouding $\beta : 1$). De belasting bestaat uit een weerstand R_l en een reactantie X_l. Wil deze schakeling oscilleren, dan moet voldaan zijn aan de voorwaarde dat de totale impedantie nul is, dus

$$Z_g + Z_c = 0, \qquad (1)$$

waarin de impedanties gedefinieerd zijn bij de oscillatie-

J. Magarshack, medewerker van Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée, Limeil-Brévannes, Val-de-Marne, Frankrijk.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

frequentie. Van de betrekking (1) moeten het reële en het imaginaire deel afzonderlijk nul zijn, dit levert ons twee betrekkingen, waaruit de oscillatiefrequentie ω en de amplitude V zijn af te leiden.

We definiëren, zoals gebruikelijk [1], de kwaliteitsfactoren Q_0 en Q_{ext} als:

$$Q_0 = (\omega_0 C_r R_r)^{-1}, \qquad Q_{ext} = (\beta Z_0 \omega_0 C_r)^{-1},$$

waarbij ω_0 de resonantiefrequentie is die volgt uit $\omega_0{}^2 L_r C_r = 1$ en Z_0 de karakteristieke impedantie van de uitgangslijn. Wanneer we R_l en X_l vervangen door de genormeerde waarden $r_l = R_l/Z_0$ en $x_l = X_l/Z_0$, dan levert het nul stellen van het reële en het imaginaire deel van (1) ons de beide voorwaarden:

$$R_g C_r \omega_0 = \frac{1}{Q_0} + \frac{r_l}{Q_{ext}}, \tag{2}$$

$$X_g C_r \omega_0 + \frac{2\,\Delta\omega}{\omega_0} + \frac{x_l}{Q_{ext}} = 0\,. \tag{3}$$

Bij de afleiding is aangenomen dat de verstemming, $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, klein is vergeleken met ω, iets dat in de toepassingen die wij bekijken altijd het geval is. De vergelijkingen (2) en (3) zijn als volgt te gebruiken voor het bepalen van het gedrag van een oscillator. De weerstand R_g varieert als functie van de frequentie slechts weinig; daardoor is uit (2) de waarde van R_g af te leiden die zich, afhankelijk van r_l, zal instellen door de optredende amplitude der oscillaties. Deze amplitude bepaalt nu samen met X_g en x_l de frequentie volgens vergelijking (3).

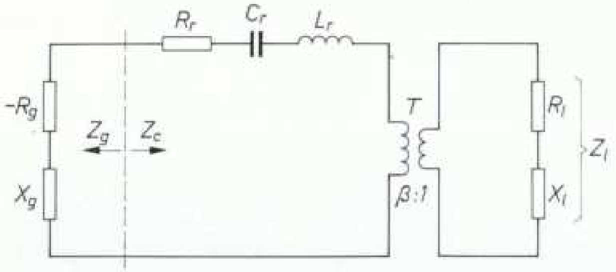


Fig. 1. Vervangingsschema voor een Gunn-oscillator. Z_g impedantie der Gunn-diode, waarvan $-R_g$ de weerstandscomponent en X_g de reactieve component. L_r, C_r en R_r stellen de afgestemde trilholte voor. T ideale transformator, impedantietransformatieverhouding β : 1. De belastingsimpedantie Z_l bestaat in het algemene geval uit een weerstandscomponent R_l en een reactieve component X_l. De totale impedantie der schakeling zoals de diode die ziet, is Z_c.

We zullen nu de amplitudestabiliteit en de frequentiestabiliteit van de oscillator beschouwen. Hiertoe schrijven we [2] voor V_g, de component met de grondfrequentie van de spanning over de Gunn-diode:

$$V_g = V \exp\,[\mathrm{j}(\omega + \mathrm{j}\alpha)t].$$

Hierin is α de groeiconstante van V_g; een positieve waarde van α betekent afnemen van V_g met de tijd, een negatieve waarde een groei. We nemen in het volgende aan dat α/ω veel kleiner is dan één. Is de voorwaarde voor oscillatie op ieder moment vervuld, dan is stabiliteit van de oscillatie na te gaan door kleine variaties δV en $\delta\omega$ aan te brengen in amplitude en frequentie en vervolgens het teken te bepalen van $\alpha/\delta V$. Is dit negatief, dan is de oscillatie instabiel, aangezien de uitgangssituatie niet terugkeert. De eerste termen van een reeksontwikkeling voor (1) geven:

$$\delta V \left(\frac{\partial Z_g}{\partial V}\right) + \mathrm{j}(\delta\omega + \mathrm{j}\alpha)\left(\frac{\partial Z_g}{\partial\omega} + \frac{\partial Z_c}{\partial\omega}\right) = 0. \tag{4}$$

Enige algemene gevolgtrekkingen uit deze formule, vooral van belang voor het bestuderen van ruiseigenschappen, zijn onlangs onderzocht [3]. Wij zullen ons hier beperken tot het geval van een lineaire belasting (hetgeen dus een varactorschakeling uitsluit), bovendien nemen we aan dat de reële delen van de impedantie zowel van de diode als van de rest van de schakeling niet afhangen van de frequentie ($\partial R_g/\partial\omega = \partial R_c/\partial\omega = 0$). Wanneer we nu het reële en het imaginaire deel van (4) afzonderlijk nul stellen en uit de zo verkregen vergelijkingen $\alpha/\delta V$ en $\delta\omega/\delta V$ oplossen, dan vinden we:

$$\frac{\alpha}{\delta V} = \frac{\partial X_g}{\partial V}\Big/\left(\frac{\partial X_g}{\partial\omega} + \frac{\partial X_c}{\partial\omega}\right), \tag{5}$$

$$\frac{\delta\omega}{\delta V} = \frac{\partial R_g}{\partial V}\Big/\left(\frac{\partial X_g}{\partial\omega} + \frac{\partial X_c}{\partial\omega}\right). \tag{6}$$

De betrekking in het rechterlid van (5) moet, zoals gezegd, positief zijn voor amplitudestabiliteit; betrekking (6) zal verderop ter sprake komen bij het behandelen van de frequentiestabiliteit. De noemer in beide uitdrukkingen is evenredig met de energie opgeslagen in de Gunn-diode ($\partial X_g/\partial\omega$) en in de schakeling ($\partial X_c/\partial\omega$) [4]. De grootheid $\partial X_g/\partial V$ is positief, aangezien de reactantie van de diode negatief is en voor grote signaalamplitude naar nul gaat. (Dit gedrag is vergelijkbaar met dat van een klystron [1] of een IMPATT-diode [5].) Aan de voorwaarde voor amplitudestabiliteit is dus voldaan wanneer de som der opgeslagen energieën positief is. Dit zal in het algemeen het geval zijn, tenzij niet-verliesvrije afgestemde kringen in de belasting voorkomen; deze geven aanleiding tot negatieve waarden van $\partial X_c/\partial\omega$, waardoor de noemers in (5) en (6) negatief zouden kunnen worden.

We hebben gezien dat de diode oscilleert wanneer is voldaan aan de voorwaarden (2) en (3) en tevens aan de stabiliteitsvoorwaarden. Om deze voorwaarden te kunnen hanteren, moeten de functies $R_g(V,\omega)$ en $X_g(V,\omega)$ bekend zijn.

Meting van de impedantie bij hoog signaalniveau

De meest directe methode om R_g en X_g als functie van V en ω te bepalen, is het meten van de frequentie en het uitgangsvermogen van een oscillator als functie van de belastingsimpedantie die de diode ziet en ver-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

volgens gebruik te maken van vergelijking (1). De coaxiale oscillatorschakeling die wij bij onze metingen hebben gebruikt, is weergegeven in *fig. 2.*

De diode, in omhulling, wordt gemonteerd in een kortsluiting aan het einde van een coaxiale lijn en de schakeling wordt afgestemd met behulp van twee zuigers. Vervolgens wordt de diode verwijderd en vervangen door een aansluiting naar een opstelling voor het

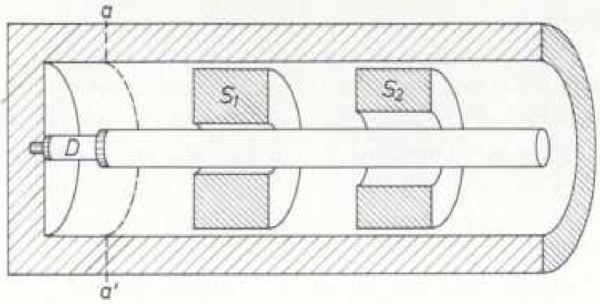


Fig. 2. Coaxiale schakeling voor meting van de impedantie van een diode bij hoog signaalniveau. De diode *D* vormt een kortsluiting aan het einde van een coaxiale lijn. De oscillator wordt afgestemd met de zuigers S_1 en S_2 voor resp. grove en fijne afstemming. Aan de rechterzijde wordt de schakeling aangepast aan een 50-Ω-transmissielijn, afgesloten door de belasting. Na afstemming verwijdert men het deel van de schakeling links van de lijn *aa'*, met inbegrip van de diode, en vervangt dit door een opstelling voor het meten van de impedantie.

meten van de impedantie Z_c van de oscillatorschakeling. Deze meting levert de impedantie van de diode te zamen met zijn omhulling, een waarde die van direct belang is voor de gebruiker. Het scheiden van de impedantie van de omhulling en van de eigenlijke diode [6] is alleen van belang voor de ontwerper. Een eenvoudige benadering voor een bepaalde omhulling, bruikbaar tot en met *X*-bandfrequenties, is dat de omhulling overeenkomt met een kort stukje lijn met hoge impedantie. Het gedrag van een coaxiale schakeling is ook eenvoudig te berekenen, vooropgesteld dat de verliezen in de trilholte te verwaarlozen zijn. Dit maakt dat voor routinemetingen minder omslachtige methodes kunnen worden gebruikt.

Representatieve waarden van impedanties die maximaal vermogen opleveren zijn voor twee typen diodes gegeven in *fig. 3.* De ene diode levert ongeveer 20 mW bij een opgenomen vermogen van 2 W, de andere, een hoog-vermogendiode, levert 200 mW bij een opgenomen vermogen van 7 W. Volgens (1) is de diode-impedantie het tegengestelde van de belasting en kan dus samengesteld gedacht worden uit een negatieve weerstand, die tussen 8 en 12 GHz zo goed als onafhankelijk is van de frequentie, in serie met een reactantie. De weerstand is —7 Ω voor de laag-vermogendiode en —20 Ω voor de hoog-vermogendiode.

Meer gedetailleerde informatie over de functie $Z_g(V,\omega)$ wordt verkregen wanneer voor een diode niet alleen de optimale belasting en het daarin afgegeven vermogen wordt gemeten als functie van de frequentie, maar wanneer deze gegevens voor een veel groter aantal waarden van de belasting worden gemeten.

De resultaten van dergelijke metingen laten zien dat een Gunn-diode zich normaal gedraagt, dat wil zeggen dat R_g en X_g naar nul gaan bij toenemen van de amplitude van V_g. In het impedantievlak kunnen lijnen van constant vermogen en van constante frequentie worden getekend. De lijnen van constant vermogen komen globaal overeen met lijnen van constante weerstand, terwijl de lijnen van constante frequentie globaal overeenkomen met lijnen van constante reactantie. Een dergelijk patroon staat bekend als Rieke-diagram [7].

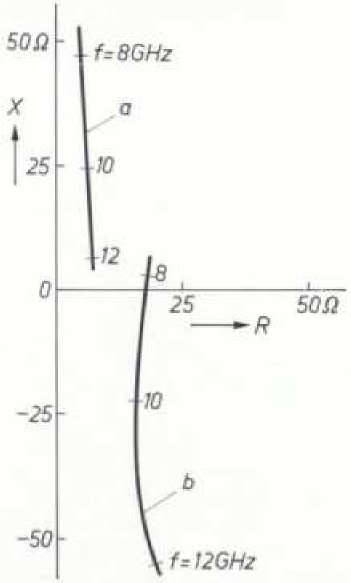


Fig. 3. Optimale belastingsimpedantie voor twee Gunn-diode-oscillators. De oscillatiefrequentie *f* is als parameter langs de krommen uitgezet. Kromme *a* geldt voor een diode die 20 mW hf.-vermogen levert, kromme *b* voor een die 200 mW hf.-vermogen levert. *R* de weerstandscomponent en *X* de reactieve component van de impedantie.

Enige typen Gunn-oscillators

Mechanisch afstembare oscillators

Microgolfoscillators kunnen mechanisch worden afgestemd door veranderen van de afmetingen der trilholte, zoals dit bij de hierboven beschreven impedantiemetingen gebeurt. De in fig. 2 weergegeven oscillator

[1] J. C. Slater, Microwave electronics, Van Nostrand, Princeton N.J. 1963, hfdst. 3 en 4.
[2] J. Loeb, Ann. Télécomm. **6**, 346, 1951.
[3] H.-J. Thaler, G. Ulrich en G. Weidmann, IEEE Trans. **MTT-19**, 692, 1971 (no. 8).
[4] C. G. Montgomery, R. H. Dicke en E. M. Purcell, Principles of microwave circuit, McGraw-Hill, New York 1948, paragraaf 5.23, blz. 154.
[5] M. T. Vlaardingerbroek en D. de Nobel, dit nummer, blz. 198.
[6] B. B. van Iperen en H. Tjassens, Philips Res. Repts. **27**, 38, 1972 (no. 1).
[7] Zie b.v. het boek van Slater [1], paragraaf 9.3.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kan over een hele microgolfband worden verstemd door de beide zuigers gezamenlijk te verschuiven. Optimalisering van het afgegeven vermogen kan daarna gebeuren, zonder dat daarbij de frequentie verandert, door beide zuigers iets in tegengestelde richtingen te bewegen. Afstemkrommen voor de C-, de X- en de Ku-band zijn gegeven in *fig. 4*. Ook de invloed van de omgevingstemperatuur op het afgegeven vermogen is in deze figuur te zien.

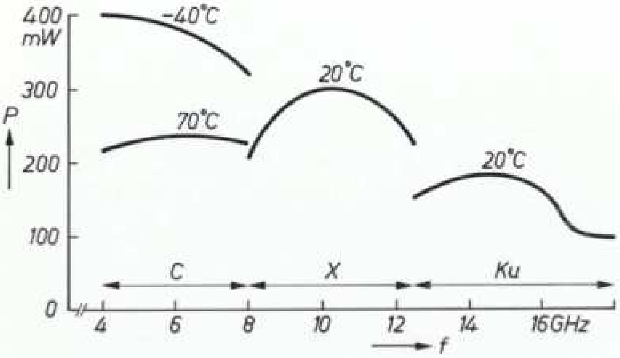


Fig. 4. Het vermogen *P* als functie van de frequentie *f* voor een mechanisch afgestemde Gunn-diodeoscillator. De frequentiegebieden *C*, *X* en *Ku* zijn de standaard-microgolffrequentiebanden. Bij iedere kromme is de omgevingstemperatuur vermeld. De twee krommen voor de C-band laten de invloed van temperatuurveranderingen zien.

Elektronisch afgestemde oscillators

Er zijn momenteel twee methodes gebruikelijk voor het elektronisch afstemmen van Gunn-oscillators; bij de ene wordt gebruik gemaakt van een varactor, bij de andere van een YIG-bolletje [8]. De afstemming zou ook kunnen gebeuren door variëren van de gelijkspanning op de Gunn-diode. Hiertoe moet deze spanning echter gevarieerd worden bij een betrekkelijk sterke stroom, bovendien ontstaat de volgende tegenstrijdige eis wat betreft de Gunn-diode en de daarmee verbonden microgolfschakeling. Deze wijze van afstemmen vraagt enerzijds een grote frequentieverandering voor een bepaalde voedingsspanningsverandering, terwijl anderzijds de voedingsspanning stabiele oscillatie mogelijk moet maken, waarbij vanwege de frequentiestabiliteit de pushing factor ($\partial\omega/\partial V$) klein moet zijn.

Afstemming met een varactor kan een snelle modulatie geven over een beperkt frequentiegebied, waarbij het nadeel bestaat dat de varactor verliezen en ruis introduceert, en wel des te meer, naarmate het afstemgebied groter wordt. Dit is in te zien aan de hand van betrekking (3). De verandering in het reactieve deel van de belasting, veroorzaakt door de varactor, is beperkt (bepaald door $(C_{max} - C_{min})/C_{max}$). Wil nu deze verandering met een grote frequentieverandering overeenkomen, dan moet Q_{ext} klein zijn, waardoor dus verliezen en ruis hoog zullen zijn. Door parallel afgestemde kringen toe te voegen [9], kan het afstemgebied worden vergroot. Deze varactorschakelingen worden toegepast in frequentiegemoduleerde oscillators en schakelingen voor frequentiestabilisatie door tegenkoppeling. In beide gevallen is de gewenste frequentievariatie tamelijk gering (2%). Een voorbeeld van een met behulp van een varactor afgestemde oscillator is gegeven in *fig. 5*.

Afstemming over een breed frequentiegebied kan worden verkregen door gebruik te maken van de magnetische afstembaarheid van YIG-bolletjes. De frequentie hangt hierbij lineair af van het aangelegde magneetveld ($f = \gamma H$, met $\gamma = 2{,}8$ MHz/Oe). De Q-factor van een dergelijke schakeling is tamelijk hoog en aangezien deze nog stijgt met stijgen van de frequentie, is er hier geen toenemen van de ruis bij toenemende breedte van het afstemgebied. Deze wijze van afstemmen heeft echter het nadeel dat de magneet die het vereiste veld levert, niet snel gevarieerd kan worden en een nogal groot elektrisch vermogen opneemt. Deze oscillators worden dan ook voornamelijk toegepast in verstembare meetzenders. Wij hebben twee manieren van afstemmen met behulp van een YIG-bolletje onderzocht. Bij de eerste (*fig. 6*) wordt het YIG-bolletje gebruikt als koppeling tussen de oscillator en de belasting. Hierbij

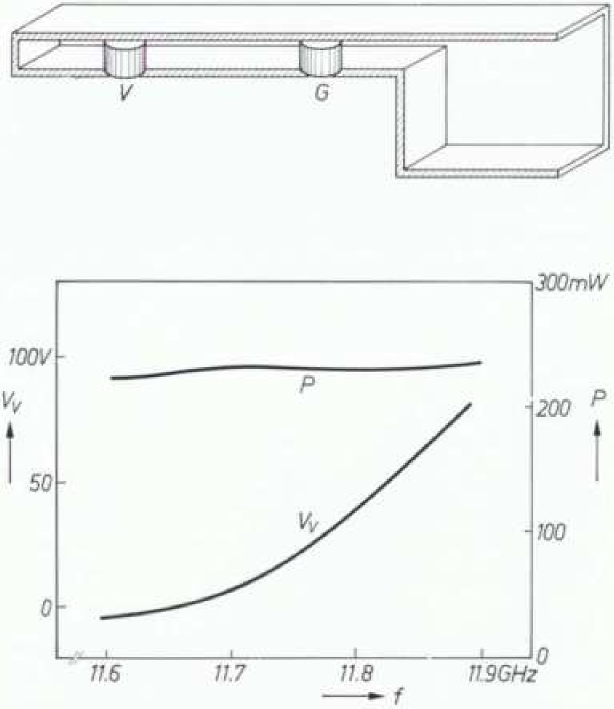


Fig. 5. Gunn-oscillator, afgestemd met behulp van een varactor. *Boven:* de schakeling; deze bestaat uit een stuk ondermaatse golfpijp, waarin de varactor *V* en de Gunn-diode *G*, beide gemonteerd in standaard-omhullingen. *Onder:* afgegeven vermogen *P* en afstemspanning V_v op de varactor als functie van de frequentie *f*.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

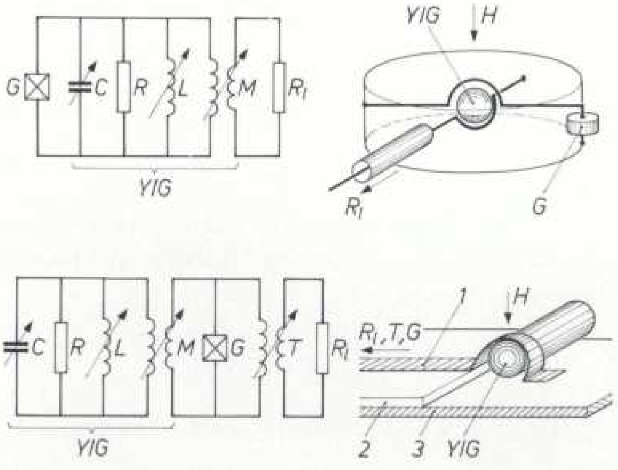


Fig. 6. Twee Gunn-oscillators waarbij de afstemming geschiedt met behulp van een yttrium-ijzergranaat-bolletje (*YIG*). Links de vervangingsschema's, waarin *C*, *R*, *L* en *M* gezamenlijk het YIG-bolletje weergeven; rechts de wijze waarop het bolletje in de schakeling is opgenomen. Bij de in de bovenste figuur weergegeven oscillator doet het bolletje behalve als afstemelement ook nog dienst als afstembaar bandfilter voor koppeling met de belasting R_l. Het bolletje is daartoe omgeven door twee koppellussen. In de ene is de Gunn-diode *G* opgenomen, de andere sluit aan op een coaxiale lijn naar de belasting. Het geheel is, ter afscherming, omgeven door een metalen doos. De sterkte van het uitwendige magneetveld *H* bepaalt de afstemfrequentie. De onderste figuur geeft een oscillator weer waarbij het YIG-bolletje uitsluitend voor afstemming dient, een afzonderlijke transformator *T* zorgt voor de koppeling met de belasting. Deze schakeling is uitgevoerd in microstriplijn. *1* de strip, deze gaat over in een goudbandje dat om het YIG-bolletje ligt; het bolletje is gemonteerd op een staafje isolatiemateriaal. *2* substraat. *3* tegenelektrode. *H* is weer het magneetveld voor de afstemming.

moeten de Gunn-oscillator en de belasting zodanig met het bolletje gekoppeld worden, dat de uitgangsimpedantie van de oscillator (5-10 Ω) wordt getransformeerd in de karakteristieke lijnimpedantie (50 Ω) van de belasting. Bij de andere wijze van afstemmen, eveneens weergegeven in fig. 6, zijn de functies van afstem- en koppelelement gescheiden. De afstemming geschiedt met behulp van een YIG-bolletje dat vast gekoppeld is met de oscillatorkring en dat de variabele reactantie in deze kring vormt. De belasting wordt nu aan de oscillator gekoppeld door een afzonderlijk transformator met een vaste transformatieverhouding. De eerste methode heeft het voordeel, dat de harmonischen uit het oscillatorsignaal verzwakt worden door de YIG-transformator. Bij de tweede methode treedt evenwel minder snel hf.-verzadiging van het YIG-bolletje op en ook is de positionering van het bolletje hier minder kritisch dan in het eerste geval. *Fig. 7* geeft een voorbeeld van de mogelijkheden van de tweede schakeling.

Oscillators op één vaste frequentie; fm.-ruis

In een groot aantal toepassingen, zoals meng- of lokale oscillators en schakelingen voor Doppler-radar, wordt behalve de tot nu toe genoemde eisen van amplitudestabiliteit en afstembaarheid van een oscillator ook nog frequentiestabiliteit geëist, zowel op lange termijn (drift) als op korte termijn (fm.-ruis). Deze laatste kan worden gekarakteriseerd door een ruisspectrum rond de centrale frequentie van de oscillator. Voor telecommunicatiedoeleinden wordt frequentiestabiliteit van de draaggolf geëist vanwege de onderlinge afstand van de draaggolffrequentie in een band. De drift, $\Delta f/f$, mag hier niet groter zijn dan 10^{-6}. Ook voor Doppler-radarbronnen is fm.-ruis belangrijk. Daar is de kleinste snelheid van een object die nog is waar te nemen direct afhankelijk van de bandbreedte van het uitgezonden signaal, zodat ook hier de fm.-ruis gering moet zijn (ca. —63 dB op 80 Hz afstand van de draaggolffrequentie).

De fm.-ruis wordt vaak uitgedrukt als de verhouding van de gemiddelde frequentieafwijking Δf_{rms} tot de modulatiefrequentie f_m in een fm.-systeem gemeten in een gespecificeerde bandbreedte.

Over het algemeen zijn de ruiseigenschappen van Gunn-diodes moeilijk te voorspellen. De spreiding die in de ruis van een aantal nominaal gelijke diodes kan optreden, blijkt uit *fig. 8*. Al deze diodes leveren een vermogen van 100 mW bij een frequentie van 16 GHz, maar de ruis verschilt een factor 50. Voor toepassingen waar een laag ruisniveau noodzakelijk is, moeten de diodes dus geselecteerd worden. Kort geleden is ons gebleken dat zorgvuldig werken bij het maken der contacten en kiezen van de juiste oscillatie-modus de ruis- en stabiliteitseigenschappen aanmerkelijk kunnen verbeteren [10].

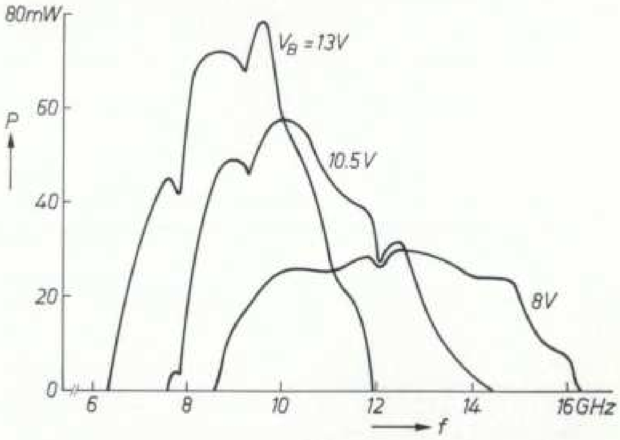


Fig. 7. Het afgegeven vermogen *P* als functie van de frequentie *f* voor een Gunn-oscillator volgens fig. 6. Het vermogen wordt gegeven voor drie waarden van de gelijkspanning V_B over de diode.

[8] P. Röschmann, YIG-filters; dit nummer, blz. 192.
[9] K. Kurokawa, Bell Syst. tech. J. **48**, 1937, 1969.
[10] A. Mircea, J. Magarshack en A. Roussel, Device Research Conf., Michigan 1970.
M. Cathelin, J. Magarshack en J. K. Vogel, Proc. MOGA Conf., Amsterdam 1970, blz. 9.9.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

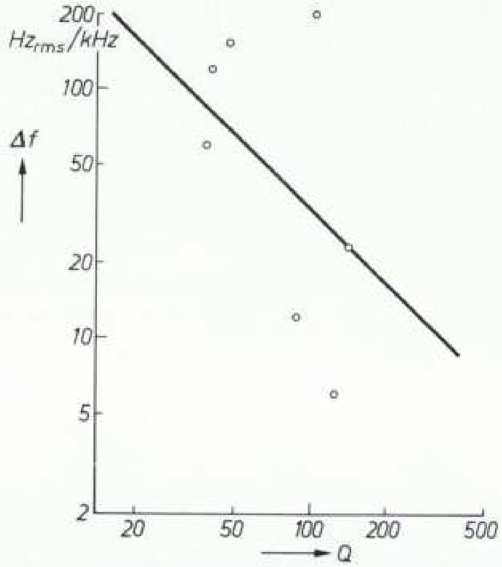


Fig. 8. De fm.-ruis Δf, opgegeven als kwadratisch gemiddelde in een band van 1 kHz op 100 kHz afstand van de draaggolffrequentie, als functie van de kwaliteitsfactor Q van de afgestemde kring van de oscillator. De punten zijn de gemeten waarden. De lijn geeft het theoretisch verwachte verband tussen Q en de ruis ($\Delta f \sim Q^{-1}$).

De invloed van de schakeling op de ruis is groot. Uit betrekking (6) volgt dat voor het verminderen van frequentiefluctuaties $\partial X_g/\partial\omega + \partial X_c/\partial\omega$ zo groot mogelijk gemaakt moet worden. Deze uitdrukking is evenredig met de totale opgeslagen energie in de schakeling. De term $\partial X_g/\partial\omega$, die correspondeert met de in de diode opgeslagen energie, ligt vast, en we kunnen dus alleen nog proberen $\partial X_c/\partial\omega$ op te voeren. Dit kan gebeuren door of wel de kwaliteitsfactor van de trilholte, of wel de in de belasting opgeslagen energie te vergroten. Beide methodes worden gebruikt voor het maken van oscillators met een laag ruisniveau.

Wanneer we in de lijn tussen de Gunn-oscillator en de belasting een transmissietrilholte met een hoge Q opnemen (*fig. 9*), ontstaat een zeer bruikbare stabiele oscillatorschakeling [11]. De oscillator wordt met de trilholte verbonden door een lijn met een lengte van een halve golflengte. Hierin is een dempweerstand aangebracht op een zodanige plaats dat alle ongewenste trillingsmodi erdoor gedempt worden en alleen de gewenste modus ongemoeid gelaten wordt. De stabiliteitsverbetering kan worden uitgedrukt in een stabilisatiefactor S, dat is de verhouding van de frequentievariaties ten gevolge van een fluctuerende reactantie in de belasting zonder (index 1) en met (index 2) stabiliserende trilholte [12]. We krijgen dan:

$$S = \Delta f_1/\Delta f_2 = (E_0 + E_1)/E_0,$$

waarin E_0 de opgeslagen energie in het oscillatorcircuit is en E_1 die in de stabiliserende trilholte. We kunnen hiervoor schrijven:

$$S = \left(\frac{\partial X_0}{\partial\omega} + \frac{\partial X_1}{\partial\omega}\right) \Big/ \frac{\partial X_0}{\partial\omega},$$

hetgeen voor de in fig. 9 weergegeven schakeling overgaat in [13]:

$$S = 1 + Q_{1,\mathrm{ext}} \Big/ \left\{ Q_{\mathrm{ext}} \left(1 + r_s \frac{Q_{1,\mathrm{ext}}}{Q_{1,0}}\right)\right\}. \qquad (7)$$

Hierin is $Q_{1,\mathrm{ext}} = 1/(\beta Z_0\omega_0 C_1)$ en $Q_{1,0} = 1/(R_1\omega_0 C_1)$, terwijl r_s de genormaliseerde waarde is van de stabiliserende weerstand. Formule (7) laat zien dat de stabilisatiefactor bij benadering gelijk is aan de verhouding der kwaliteitsfactoren van oscillatortrilholte en stabiliserende trilholte, zeker wanneer deze laatste veel groter is dan de eerste.

Een representatief voorbeeld van de beschreven schakeling is een oscillator voor 16 GHz met een uitgangsvermogen van 80 mW en een frequentiedrift van 10^{-6}/°C waarin een vergulde trilholte van „Invar" in een modus met hoge Q wordt gebruikt als stabiliserend element. Tussen −40 °C en +100 °C varieert het uitgangsvermogen van deze oscillator slechts 2 dB. De ruiseigenschappen zijn weergegeven in *fig. 10*, zowel met als zonder stabilisatie. De stabilisatiefactor bedraagt ongeveer 100.

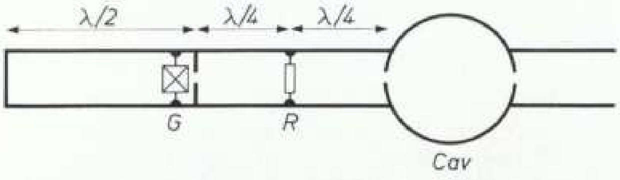


Fig. 9. Een stabiele Gunn-oscillator. Er bevindt zich een trilholte *Cav* tussen de oscillatordiode *G* en de belasting. *R* is een weerstand voor het dempen van ongewenste trillingsmodi.

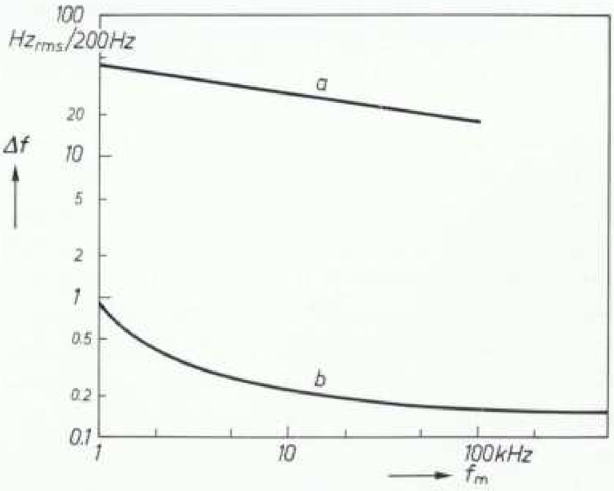


Fig. 10. FM.-ruis Δf, kwadratisch gemiddelde in een band van 200 Hz op een afstand f_m van de oscillatorfrequentie (16,5 GHz) voor een Gunn-oscillator volgens fig. 9. Curve *a* zonder stabiliserende trilholte, curve *b* met stabiliserende trilholte. Ten koste van een vermindering van het uitgangsvermogen met een factor 3 is een 100 maal betere frequentiestabiliteit verkregen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Versterkers

De omstandigheden waaronder de hier besproken halfgeleideronderdelen met negatieve differentiële beweeglijkheid versterken in plaats van oscilleren, worden bepaald door de groeisnelheid van een domein in het halfgeleidermateriaal en door de daarvoor beschikbare tijd (d.i. de oversteektijd voor een verstoring in de evenwichtsverdeling der ladingdragers). Voor de versterking door een galliumarsenide-diode leidt dit tot de voorwaarde voor de doteringsconcentratie n_d in de diode en de lengte l van deze diode [14]:

$$n_d l < 10^{12}\ \mathrm{cm}^{-2}. \qquad (8)$$

Boven deze grens zal vorming van domeinen en dus oscilleren optreden. Diodes die aan de voorwaarde voldoen, worden onderkritisch gedoteerd genoemd; zij zijn bruikbaar als stabiele versterkers [15].

Een tweede type versterkerdiode bestaat uit een dunne laag *N*-materiaal op een isolerend substraat, waarin de stroom evenwijdig aan het grensvlak loopt, tussen twee opgedampte contacten. Er is aangetoond [16] dat geen vorming van domeinen zal optreden, wanneer de dikte d van de *N*-laag voldoet aan de voorwaarde $n_d d < 1{,}6 \times 10^{11}\ \mathrm{cm}^{-2}$. De oorzaak hiervan is dat het substraat een diëlektrische kortsluiting vormt voor de spanning over het halfgeleidermateriaal. Er zijn verscheidene bruikbare, op dit principe gebaseerde versterkerdiodes gemaakt [17]. Een interessante uitbreiding [18] ervan is nog het aanbrengen van materiaal met een hoge diëlektrische constante aan de andere kant van de actieve laag, waardoor een extra stabilisatie wordt verkregen.

Enige jaren geleden is een versterker beschreven [19], gebaseerd op het volgende. Een Gunn-diode die bij een bepaalde frequentie oscilleert, kan een negatieve weerstand opleveren voor trillingen van een lagere frequentie. Zo is gebleken dat oscillatie bij 9,6 GHz kan samengaan met versterking bij 6 GHz. Een essentiële voorwaarde voor praktische bruikbaarheid is dat er geen energie bij de oscillatiefrequentie aan de uitgang van de versterker mag kunnen verschijnen.

Wij willen hier nog een type versterker noemen, waarin gebruik gemaakt wordt van diodes die vrijwel gelijk zijn aan die welke voor een oscillator worden gebruikt, en waarin niet aan de voorwaarde (8) voor stabiele versterking is voldaan. De vorming van domeinen wordt hier onderdrukt door invloeden van de contacten, de doteringsverdeling of een temperatuurgradiënt in het actieve gebied van de diode. De diode is op te vatten als een stabiele negatieve weerstand, die voor voldoend kleine signalen onafhankelijk is van de amplitude van deze signalen [20]. Aangetoond is [21], dat wanneer aan het katodecontact de injectie van elektronen beperkt is, er bij de anode een stabiel gebied met een hoge veldsterkte ontstaat dat beweging van domeinen verhindert. Mircea heeft met computerberekeningen laten zien dat ook wanneer de contacten normaal zijn, een stabiele situatie moet kunnen ontstaan waarbij aan de anode een hoge veldsterkte optreedt [22]. Dit komt dan doordat in de buurt van de anode, waar een steile gradiënt in de doteringsverdeling bestaat, sterke diffusiestromen optreden, die de vorming van een volledig uitgegroeid domein voorkomen.

Wat ook het mechanisme mag zijn, wanneer men de diodes opneemt in een opstelling als in fig. 2, evenwel zonder afstemzuigers, dan vertonen zij over een breed frequentiegebied een negatieve weerstand, die een functie is van de aangelegde gelijkspanning. *Fig. 11* toont

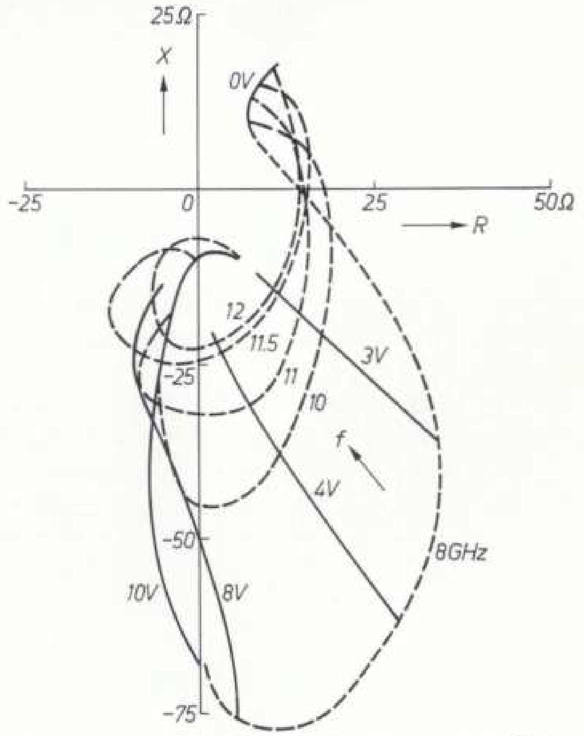


Fig. 11. Impedantie bij laag signaalniveau van een stabiel versterkende Gunn-diode. R weerstandscomponent en X reactieve component van de diode-impedantie. De getrokken lijnen gelden voor een constante gelijkspanning V_B over de diode, de streeplijnen voor constante meetfrequentie f. Links van de verticale as heeft de diode een negatieve weerstand en alleen daar kan dus versterking worden verkregen.

[11] K. Schünemann en B. Schiek, Electronics Letters **7**, 618 en 659, 1971 (nos. 20 en 22), en **8**, 52, 1972 (no. 3).
[12] I. Goldstein, IRE Trans. **MTT-5**, 57, 1957.
[13] E. J. Shelton Jr., Trans. IRE **ED-1**, no. 4, 30, 1954.
[14] Deze voorwaarde is uitvoeriger behandeld in G. A. Acket, R. Tijburg en P. J. de Waard, dit nummer, blz. 241.
[15] H. W. Thim en M. R. Barber, IEEE Trans. **ED-13**, 110, 1966.
[16] G. S. Kino en P. N. Robson, Proc. IEEE **56**, 2056, 1968.
[17] R. H. Dean, A. B. Dreeben, J. F. Kaminski en A. Triano, Electronics Letters **6**, 775, 1970.
[18] K. R. Hofmann, Electronics Letters **5**, 289 en 469, 1969.
[19] H. W. Thim, IEEE Trans. **ED-14**, 517, 1967.
[20] B. S. Perlman, 1970 IEEE Int. Solid-State Circuits Conf., Philadelphia, blz. 136.
J. Magarshack en A. Mircea, idem, blz. 134.
[21] H. Kroemer, IEEE Trans. **ED-15**, 819, 1968.
[22] Zie ook het hoofdstuk „Accumulatielagen en domeinen" in het artikel van De Groot en Mircea in dit nummer, blz. 262.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de variatie van de diode-impedantie als functie van de gelijkspanning en de frequentie. Bij toenemen van de gelijkspanning zien we de weerstand van de diode geleidelijk afnemen en vervolgens negatief worden om ten slotte weer een positieve waarde aan te nemen. De diode-impedantie blijft steeds een capacitief karakter behouden, er treedt dus geen resonantie op (de impedantie zou in dat geval een zuivere weerstand zijn) en de diode is volkomen stabiel. *Fig. 12* laat zien over welke bandbreedte deze negatieve weerstand kan optreden; een bepaalde diode blijkt een negatieve weerstand te kunnen opleveren over een gebied van 7 tot 18 GHz. Een dergelijke diode in een eenvoudige reflectieversterker (*fig. 13*) levert een constante versterking van 10 dB voor ingangsvermogens tot 10 mW. De verandering van deze versterking met de temperatuur is weergegeven in *fig. 14*. Voor verschillende diodes kan de versterking met de omgevingstemperatuur toenemen dan wel afnemen. Theoretisch konden wij aantonen [23] dat de versterking als functie van de temperatuur een maximum vertoont bij een temperatuur van 200 °C in het actieve gebied, en dit kan dus zowel een geringe toe- als afname van de versterking verklaren al naarmate de temperatuur in de diode lager of hoger dan 200 °C is. Het ruisniveau van deze versterkers blijkt ca. 15 dB te zijn.

Hoewel de ontwikkeling van deze versterkers momenteel nog minder ver is gevorderd dan die van de Gunn-oscillators, zijn onlangs toch bredebandversterkers beschreven [24] die laten zien dat deze versterkers te vergelijken zijn met lopendegolfbuizen voor klein vermogen.

Samenvatting. Bij bepaalde waarden van de aangelegde gelijkspanning vertonen Gunn-diodes een impedantie met een negatieve weerstandscomponent. Dit levert de mogelijkheid deze diodes te gebruiken als actieve elementen in oscillators en versterkers. Voor het ontwerpen van de hiervoor nodige schakelingen moeten numerieke gegevens over de impedantie beschikbaar zijn. Uit de oscillatievoorwaarden volgt dat deze gegevens verkregen kunnen worden door de impedantie te meten van een eenvoudige oscillatorschakeling. Nadere analyse van de oscillatievoorwaarden levert betrekkingen voor de amplitude- en frequentiestabiliteit van een oscillator. Vervolgens worden mechanisch afgestemde, met behulp van een varactor afgestemde en met behulp van YIG afgestemde oscillatorschakelingen besproken. Ten slotte wordt ook een stabiele oscillator voor één vaste frequentie behandeld, waarin een trilholte met hoge kwaliteitsfactor dient voor frequentiestabilisatie.

Voor toepassing in een oscillator moet de doteringsconcentratie boven een bepaald minimum liggen. Voor versterkers heeft men diodes nodig met een dotering beneden deze minimumconcentratie („onderkritisch" gedoteerd). Wordt evenwel de ontwikkeling van domeinen effectief onderdrukt, dan zijn ook „bovenkritisch" gedoteerde diodes als stabiele versterkers te gebruiken. Een aantal van dergelijke versterkers wordt besproken.

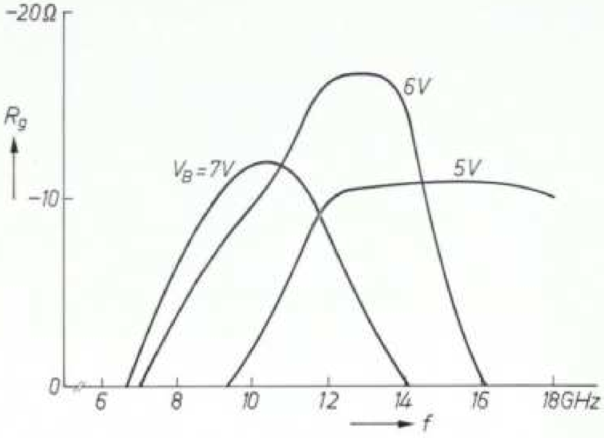


Fig. 12. Negatieve weerstand R_g van een Gunn-diode als functie van de frequentie f van het meetsignaal voor drie waarden van de voedingsspanning V_B.

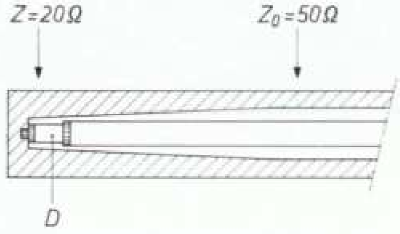


Fig. 13. Reflectieversterker. De buitengeleider van de coaxiale lijn verloopt conisch om de impedantie Z van de Gunn-diode D aan te passen aan de karakteristieke impedantie Z_0 van de lijn. De versterking G wordt gegeven door $G = (Z - Z_0)^2/(Z + Z_0)^2$. Voor negatieve Z is de waarde van G dus groter dan één, met andere woorden, bij reflectie wordt het signaal versterkt.

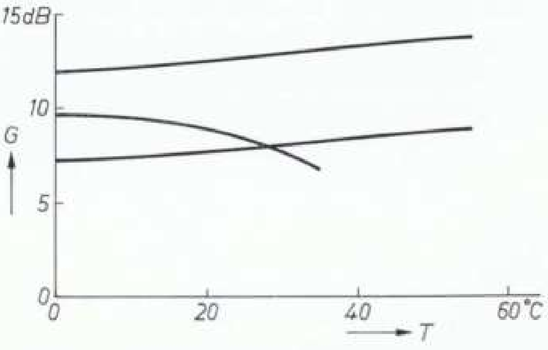


Fig. 14. De versterking G als functie van de omgevingstemperatuur T voor drie Gunn-diodes in een reflectieversterker.

[23] J. Magarshack en A. Mircea, Proc. MOGA Conf., Amsterdam 1970, blz. 16.19.
[24] B. S. Perlman, C. L. Upadhyayula en R. E. Marx, IEEE Trans. **MTT-18**, 911, 1970.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

PIN-schakeldiodes in fasedraaiers voor elektronisch bestuurde antennesystemen

J. H. C. van Heuven

Voor sommige toepassingen zal de klassieke draaibare parabolische antenne gaandeweg het veld ruimen voor antennesystemen met elektronische bundelbesturing. De uitgezonden bundel komt bij een dergelijk, uit een groot aantal coherent stralende elementen bestaand, systeem tot stand door interferentie tussen de straling van de afzonderlijke elementen [1]. De faseverschillen tussen de straling van deze elementen bepalen hierbij de stand van de bundel ten opzichte van het systeem. Wijzigen van deze faseverschillen levert dus een mogelijkheid de richting van de bundel te veranderen.

In het hier volgende artikel behandelen wij de doorgaans in antennesystemen toegepaste variabele fasedraaiers en de daarin als elektronische schakelaars toegepaste *PIN*-diodes. Daaraan voorafgaand zullen wij kort die details van een antennesysteem bespreken, die voor deze behandeling van belang zijn.

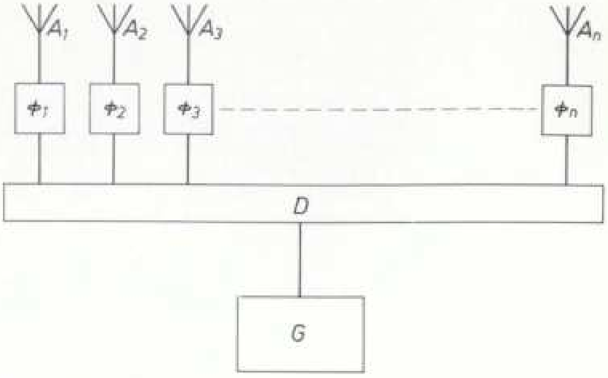


Fig. 1. Blokschema van een antennesysteem met elektronische bundelbesturing. *G* microgolfgenerator. *D* vermogensverdeler. $\phi_1 \ldots \phi_n$ elektronisch bestuurbare fasedraaiers. $A_1 \ldots A_n$ antenne-elementen.

Elektronisch bestuurde antennesystemen

In de voedingsleiding van ieder antenne-element kan een regelbare fasedraaier worden opgenomen (*fig. 1*), om de faseverschillen te verkrijgen die nodig zijn voor het van richting veranderen van de bundel [2].

De fasedraaiers hebben alleen tot doel een faseverschil teweeg te brengen tussen de signalen van de opeenvolgende antenne-elementen. Faseverschillen tussen ingang en uitgang van de fasedraaier hebben geen enkel effect zolang deze in de neutrale stand voor alle fasedraaiers hetzelfde zijn. Wanneer in het volgende sprake is van een bepaalde fasedraaiing, dan wordt daarmee niet de absolute draaiing door een circuit bedoeld, doch alleen het verschil in draaiing tussen verschillende circuits of verschillende toestanden van één circuit.

Aangezien de bundel een zekere opening heeft, is een continue verandering van richting niet noodzakelijk, doch kan volstaan worden met discontinue veranderingen ter grootte van de bundelopening. Hiertoe kunnen dus fasedraaiers gebruikt worden die de fase eveneens discontinu veranderen. Dergelijke fasedraaiers bestaan uit netwerken waarvan de transmissie-eigenschappen stapsgewijs kunnen worden veranderd met behulp van schakelaars. Het voordeel van deze stapsgewijze veranderingen is, dat zij eenvoudig met de nodige nauwkeurigheid en reproduceerbaarheid zijn te verkrijgen. Bovendien zijn de schakelaars in dergelijke zg. digitale schakelingen met behulp van een computer te bedienen. Daardoor kan de aftastbeweging van de bundel veel sneller zijn dan met mechanische antennes ooit mogelijk is, en ontstaat tevens de mogelijkheid een zelfde antennesysteem gelijktijdig voor verschillende functies te gebruiken. Hierbij kan men denken aan het globaal en snel overzien van een groot gebied, gecombineerd met het nauwkeurig volgen van een of meer objecten in dit gebied.

Om de fasedraaiers niet te gecompliceerd te maken, moet men het aantal fasestappen niet te groot maken en dus de stappen zelf niet te klein. De kleinste fasestap bedraagt in de praktijk meestal 22,5°, wat bij een afstand der antenne-elementen van een halve golflengte overeenkomt met stappen van 7° in de bundelrichting (*fig. 2a*). Kleinere stappen in de bundelrichting zijn te verkrijgen, zonder dat daartoe kleinere fasestappen nodig zijn, door een aantal naast elkaar liggende elementen in fase te laten stralen en dan tussen opeenvolgende groepen het faseverschil 22,5° te maken (fig. 2*b*).

Ir. J. H. C. van Heuven, medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium.

[1] Zie b.v. A. Meijer, Een analogon-rekenmachine voor het nabootsen van eendimensionale antennesystemen, Philips techn. T. 31, 2-16, 1970.

[2] Andere mogelijkheden zijn beschreven in o.a.: L. J. Hardeman, Microwaves 9, no. 6, 38, juni 1970, en ook in K. L. Fuller, Philips techn. T. 32, 38, 1971 (no. 2).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

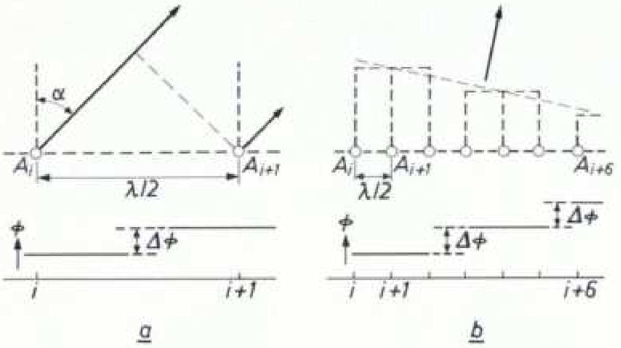


Fig. 2. *a*) De richting van de bundel die een aantal op één lijn gelegen antenne-elementen gezamenlijk uitzenden, wordt bepaald door het faseverschil tussen twee opeenvolgende elementen. Is de onderlinge afstand tussen de elementen $\lambda/2$, dan zal de uitgezonden bundel een hoek α met de normaal op het systeem maken indien $180^\circ \sin \alpha$ gelijk is aan het faseverschil $\Delta\phi$ tussen twee opeenvolgende elementen. *b*) Wanneer groepen opeenvolgende elementen in fase stralen en het faseverschil tussen opeenvolgende groepen $\Delta\phi$ is, dan zijn kleinere richtingsveranderingen van de uitgezonden bundel te realiseren dan wanneer er een zelfde faseverschil $\Delta\phi$ tussen opeenvolgende elementen bestaat.

De elementen van een antennesysteem kunnen op een rij geplaatst zijn; de bundelrichting kan dan variëren in een vlak door deze rij. Plaatst men de elementen in een vlak, wat doorgaans het geval is, dan geeft dit de mogelijkheid de bundel een groot deel van de ruimte aan een kant van dit vlak te laten bestrijken.

De afmetingen van antennesystemen kunnen sterk uiteenlopen, al naar de toepassing van het systeem en de voor het signaal gebruikte frequentie. De kleinste tot nu toe gerealiseerde systemen hebben afmetingen van ca. 50×50 cm. Zij zijn speciaal voor vliegtuigradar ontworpen en bestaan uit enkele honderden elementen; zij werken bij frequenties tussen 10 en 20 GHz en kunnen een piekvermogen van 10 kW uitzenden. De grootste momenteel in gebruik zijnde systemen meten 30×30 m, zij bevatten meer dan tienduizend elementen en werken bij frequenties tussen 300 en 1000 MHz. Het piekvermogen bedraagt hier meer dan 1 MW.

Het grote aantal elementen in een systeem maakt dat de fasedraaiers goedkoop zullen moeten zijn, aangezien er doorgaans per antenne-element een fasedraaier nodig is. Bovendien zullen hun afmetingen in ten minste twee richtingen niet groter mogen zijn dan een halve golflengte van de uitgezonden straling. Deze eis vindt zijn oorzaak daarin, dat de afstand tussen twee antenne-elementen in een systeem een halve golflengte moet bedragen om ongewenste extra bundels in het stralingsdiagram van het systeem te voorkomen. Zouden dan de fasedraaiers groter dan een halve golflengte zijn, dan zou dit bij de bouw van een systeem ruimteproblemen veroorzaken.

Vervolgens zijn er een aantal elektrische eisen waaraan de fasedraaiers moeten voldoen, willen zij voor antennesystemen bruikbaar zijn. Demping en reflectie van het signaal moeten zo gering mogelijk zijn en bovendien voor alle instellingen van de fasedraaier zo goed mogelijk gelijk. De fasedraaiers, en dus ook de daarin gebruikte schakelaars, moeten veelal een groot piekvermogen kunnen verwerken terwijl de schakelaars tevens snel moeten werken. Deze beide laatste eisen zijn, zoals we nog zullen zien, in veel gevallen tegenstrijdig.

Ten slotte is het voor radartoepassingen gewenst dat de elementen met al hun onderdelen reciprook zijn, d.w.z. dat de eigenschappen van een element niet afhangen van de voortplantingsrichting van het signaal, aangezien een antennesysteem zowel moet kunnen zenden als ontvangen. Zijn de fasedraaiers niet reciprook, dan moeten de wegen voor het uitgaande en het inkomende signaal gescheiden worden, bij voorbeeld met behulp van circulators.

Alvorens in te gaan op de werking en de constructie van digitale fasedraaiers, willen we eerst de hierin als schakelaar gebruikte *PIN*-diode behandelen.

De *PIN*-diode

Zoals doorgaans bij halfgeleiderdiodes en transistors, ontleent ook deze diode haar naam aan de bouw: twee goed geleidende lagen van *P*- en *N*-halfgeleidermateriaal met daartussen een vrijwel intrinsiek gebied, dat in feite een zwak gedoteerd *P*- of *N*-gebied is (*fig. 3*).

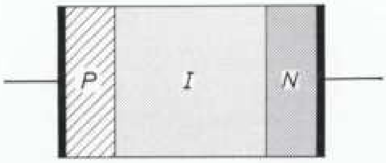


Fig. 3. Schematische doorsnede van een *PIN*-diode. Tussen twee gebieden van het geleidingstype *P* en *N* bevindt zich een laag *I*, bestaande uit intrinsiek materiaal. Aan het *P*- en het *N*-gebied zijn metaalcontacten aangebracht.

De gelijkspanningskarakteristiek van een *PIN*-diode heeft een zelfde vorm als die van een *PN*-diode. Ook voor wisselspanningen met een frequentie beneden 1 kHz gedragen beide typen diodes zich gelijk; het verband tussen stroom en spanning wordt bij beide nog steeds bepaald door de gelijkspanningskarakteristiek: er treedt gelijkrichting op.

Wordt de diode echter aangesloten op een gelijkspanning waarop een wisselspanning met een frequentie boven 1 GHz is gesuperponeerd, dan gedraagt de *PIN*-diode zich essentieel anders (*fig. 4*). De gelijkrichtende werking is verdwenen en de diode vormt voor de wisselspanning, ook bij grote amplitude, een constante impedantie. De grootte van deze impedantie wordt bepaald

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

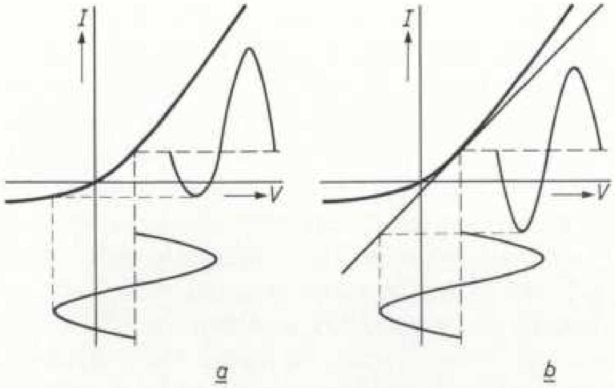


Fig. 4. Verband tussen stroom I en spanning V bij een *PIN*-diode wanneer een gelijkspanning wordt aangelegd met daarop gesuperponeerd een wisselspanning. *a*) Bij frequenties van de wisselspanning beneden 1 kHz wordt het gedrag bepaald door de gelijkspanningskarakteristiek; er treedt gelijkrichting op. *b*) Bij frequenties van de wisselspanning boven 1 GHz gedraagt de diode zich als een lineair element waarvan de impedantie bepaald wordt door de helling van de gelijkspanningskarakteristiek in het instelpunt.

door de gelijkspanning. Dit gaat zelfs zo ver dat een wisselspanning met grote amplitude, gesuperponeerd op een lage gelijkspanning in de doorlaatrichting, gedurende de negatieve perioden van de wisselspanning aanleiding geeft tot stromen in de keerrichting. Omgekeerd, wanneer de gelijkspanning in de keerrichting staat, zullen er geen stromen in de doorlaatrichting vloeien, ook wanneer de amplitude der wisselspanning daar op het eerste gezicht aanleiding toe zou geven.

Doordat de impedantie van de *PIN*-diode in beide uiterste instellingen sterk verschilt, is zij als schakelaar te gebruiken. Er kunnen grote vermogens mee worden geschakeld met relatief lage verliezen, hierdoor is deze diode bij uitstek geschikt als schakelaar in digitale fasedraaiers.

Het hoogfrequentgedrag van de *PIN*-diode laat zich als volgt verklaren. Gaat er een gelijkstroom in de voorwaartse richting, dan bevindt zich in de *I*-laag een ladingsreserve die maakt dat er ook stroom blijft lopen gedurende de korte periode dat de negatieve toppen van de wisselspanning een spanning in de keerrichting veroorzaken. Omgekeerd, wanneer de gelijkspanning in de keerrichting staat is de *I*-laag een ladingvrije zone. Gedurende de perioden dat de toppen van de wisselspanning nu een spanning in de voorwaartse richting geven, zullen de ladingdragers slechts over korte afstand in het intrinsieke gebied diffunderen en zal er geen geleiding optreden. Het gedrag van de *I*-laag wordt bepaald door de dikte van de laag en door de levensduur τ van de ladingdragers erin, zodat bovenbedoelde perioden kort genoemd mogen worden wanneer de frequentie ω van de wisselspanning zo hoog is dat $\omega\tau$ veel groter is dan 1. In de praktijk is τ ca. 1 µs.

De situatie bij gelijkspanning in de doorlaatrichting kan men wiskundig beschrijven door uit te gaan van de continuïteitsvergelijking voor de lading Q in de *I*-laag.:

$$\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} + \frac{Q}{\tau} = i(t).$$

Hierin is $i(t)$ de stroom door de laag. Wanneer we nu voor $i(t)$ de reeds eerder genoemde superpositie van een gelijkstroom en een wisselstroom nemen: $i(t) = I_0 + I_1 \cos \omega t$, dan vinden we als oplossing voor de vergelijking

$$Q = Q_0\,\mathrm{e}^{-t/\tau} + I_0\tau + \frac{I_1\tau}{(1+\omega^2\tau^2)^{\frac{1}{2}}} \cos(\omega t + \phi).$$

De eerste term beschrijft de inschakelverschijnselen, de beide andere termen geven de stationaire oplossing. Hierin is ϕ een fasehoek die we verder buiten beschouwing zullen laten. Is de frequentie ω zo hoog of τ zo groot dat $\omega\tau \gg 1$ is, dan is de oplossing bij benadering te schrijven als:

$$Q = I_0\tau + (I_1/\omega)\cos \omega t.$$

Als $I_0\tau \gg I_1/\omega$ is, zal de eerste term de situatie volledig bepalen. Aangezien $\omega\tau \gg 1$ is verondersteld, zal dat ook nog het geval zijn wanneer de amplitude I_1 van de wisselstroom vele malen groter is dan de gelijkstroom I_0. De ladingsdichtheid in de *I*-laag wordt dan geheel bepaald door de gelijkstroom en door de levensduur van de ladingdragers, en zal dus constant zijn. Daarmee is ook de impedantie van de laag constant, de diode gedraagt zich als een lineair element.

Bij een gelijkspanning in de keerrichting ontstaat een ladingvrije zone, die zich gedraagt als een condensator. De capaciteit van deze condensator zal afhangen van de dikte van de ladingvrije zone en kan daarmee dus van de aangelegde gelijkspanning afhangen.

Door het lineaire gedrag wordt het vervangingsschema van de diode bij hoge frequenties zeer eenvoudig, mits we ons beperken tot het gedrag bij een vaste frequentie (*fig. 5*). Behalve de parasitaire zelfinductie L_p en de parasitaire capaciteit C_p, beide afkomstig van de omhulling waarin de diode is gemonteerd, hebben we, wanneer de gelijkspanning in de doorlaatrichting staat, slechts een weerstand R_1. Staat de gelijkspanning in de keerrichting, dan hebben we in plaats van R_1 een condensator C_2 in serie met een weerstand R_2.

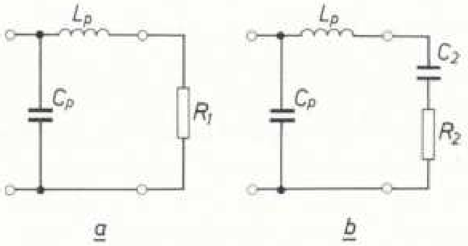


Fig. 5. Vervangingsschema voor een *PIN*-diode bij één vaste, hoge frequentie. L_p en C_p parasitaire zelfinductie en capaciteit; de waarden van L_p en C_p hangen af van de wijze waarop de diode in de schakeling is gemonteerd. *a*) Wanneer er een gelijkspanning in de doorlaatrichting staat, ziet de hf-stroom slechts een lage weerstand R_1. *b*) Staat de gelijkspanning in de keerrichting, dan ziet de hf-stroom een serieschakeling van de hoge weerstand R_2 en de capaciteit C_2.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Om de verliezen in de diode, en daarmee dus ook in een fasedraaier waarin de diode als schakelaar wordt toegepast, zo laag mogelijk te houden, moeten R_1, R_2 en C_2 zo klein mogelijk zijn. De kwaliteit van een microgolfschakelaar kan worden uitgedrukt in een kwaliteitsfactor Q, waarin het impedantieverschil tussen open en gesloten toestand vergeleken wordt met de weerstanden in open en gesloten toestand. Deze weerstanden zijn een maat voor de energiedissipatie in de schakelaar. In ons geval heeft de kwaliteitsfactor de vorm:

$$Q = \left[\frac{(R_1 - R_2)^2 + (1/\omega C_2)^2}{4\, R_1 R_2}\right]^{\frac{1}{2}}.$$

De wijze waarop Q is gedefinieerd, maakt dat parasitaire elementen (in ons geval dus L_p en C_p) niet van invloed zijn op de waarde van Q, mits deze elementen verliesvrij zijn.

Deze kwaliteitsfactor wijkt af van de gebruikelijke kwaliteitsfactor voor trillingskringen, waarin de in de kring opgeslagen energie vergeleken wordt met de dissipatie per periode. De hier gebruikte kwaliteitsfactor voor een schakelaar, waarvan bovenstaande een speciale vorm is, kan algemeen gedefinieerd worden als $Q^2 = (Z_1 - Z_2)(Z_1^* - Z_2^*)/\{(Z_1 + Z_1^*)(Z_2 + Z_2^*)\}$. Hierin zijn Z_1 en Z_2 de complexe impedanties van de schakelaar in open en gesloten toestand; Z_1^* en Z_2^* zijn de toegevoegd complexe waarden van Z_1 en Z_2. De zo gedefinieerde factor Q heeft het grote voordeel, dat hij onveranderd blijft bij tussenschakelen (*fig. 6*) van een verliesvrij netwerk [3] [4]. In de weergegeven situatie, waarbij de beide impedanties Z_1 en Z_2 van de schakelaar aan een kant van het netwerk E getransformeerd worden in de impedanties Z_1' en Z_2' aan de andere kant van dit netwerk, geldt dus:

$$Q^2 = \frac{(Z_1 - Z_2)(Z_1^* - Z_2^*)}{(Z_1 + Z_1^*)(Z_2 + Z_2^*)} = \frac{(Z_1' - Z_2')(Z_1'^* - Z_2'^*)}{(Z_1' + Z_1'^*)(Z_2' + Z_2'^*)}.$$

De parasitaire elementen L_p en C_p in het vervangingsschema van een diode zijn op te vatten als een verliesvrij netwerk, zodat duidelijk is dat zij niet van invloed zijn op de waarde van de kwaliteits factor Q van de schakelaar.

Aangezien R_1, R_2 en $1/\omega C$ bij benadering op dezelfde wijze veranderen bij verandering van de oppervlakte van de *PIN*-overgang, hebben we hier een mogelijkheid deze grootheden — met zekere beperkingen — voor de gebruikte schakeling zo gunstig mogelijk te dimensioneren.

Naast de verliezen in de schakelaar, die kunnen worden uitgedrukt in de kwaliteitsfactor Q, is de schakeltijd, de tijd nodig voor overgang van de geleidende naar de niet-geleidende toestand, een belangrijke parameter van de *PIN*-diode. Deze schakeltijd hangt o.m. af van de dikte van de *I*-laag en van de levensduur van de ladingdragers in deze laag.

Dit is als volgt in te zien. Gaat er door de diode gelijkstroom in de doorlaatrichting (schakelaar gesloten), dan worden uit het *P*- en het *N*-gebied ladingdragers geïnjecteerd in het *I*-gebied. Wil nu na omkeren van de aangelegde gelijkspanning de geleiding door de diode ophouden, dan moeten eerst deze ladingdragers uit het *I*-gebied verdwenen zijn. Het veld in de keerrichting trekt ladingdragers uit de *I*-laag. Zodra daar echter een ladingvrije zone is ontstaan, zal de totale spanning vrijwel geheel over deze zone staan, zodat de rest van de *I*-laag zo goed als veldvrij is geworden. De veldkrachten op de zich in deze laag nog bevindende elektronen zijn daardoor gering, zodat deze nu alleen nog door recombinatie of diffusie kunnen verdwijnen. De snelheid van het recombinatieproces wordt gekarakteriseerd door de levensduur τ van de ladingdragers, terwijl de diffusietijd wordt bepaald door de diffusieweg, die samenhangt met de dikte van de *I*-laag.

Deze situatie heeft ook tot gevolg dat diodes die een groot vermogen kunnen schakelen, doorgaans trager zijn dan diodes die slechts een klein vermogen schakelen. Het schakelen van een groot vermogen betekent immers schakelen van hoge spanningen en sterke stromen. Om bij hoge spanningen doorslag van een open schakeldiode te voorkomen, is een dikke *I*-laag nodig. Om in deze dikke *I*-laag de verliezen binnen redelijke grenzen te houden, moet de ladingsdichtheid in deze laag voldoende hoog zijn, wat betekent dat de levensduur τ relatief lang zal moeten zijn. Zowel een hoge waarde van τ als een grote dikte van de *I*-laag verlagen de schakelsnelheid.

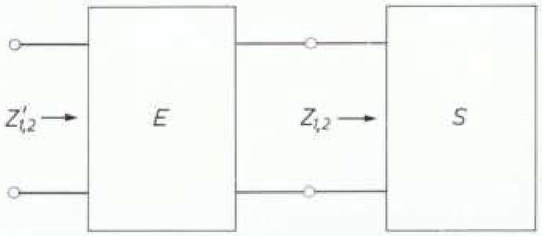


Fig. 6. Microgolfschakelaar S, met daarvoor een netwerk E. De impedantiewaarden Z_1 en Z_2 van de microgolfschakelaar in open resp. gesloten toestand worden aan de andere zijde van E gezien als impedanties Z_1' en Z_2'. Wanneer E verliesvrij is, dan heeft dit netwerk geen invloed op de waarde van de in de tekst gedefinieerde kwaliteitsfactor Q van de schakelaar.

Ook is een diode voor het schakelen van sterke stromen doorgaans trager dan een voor het schakelen van zwakke stromen. Hoe sterker de stromen zijn die een diode moet kunnen verwerken, hoe groter de doorsnede moet zijn; hierdoor heeft een diode voor sterke stromen naar verhouding een kleiner buitenoppervlak. Aangezien de oppervlakterecombinatie van ladingdragers niet verwaarloosbaar is ten opzichte van de volumerecombinatie, betekent dit dat de recombinatiekans in diodes voor zwakke stromen groter is dan in die voor sterke stromen. Dit bezwaar is te ondervangen door aan het

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

materiaal van de *I*-laag bepaalde verontreinigingen toe te voegen die als recombinatiecentra fungeren, doch die geen invloed hebben op de concentratie der vrije ladingdragers.

Om een indruk te geven van de schakeltijden die kunnen optreden: een diode die een vermogen van 1 kW kan schakelen heeft een schakeltijd van ca. 0,1 μs, terwijl een diode voor het schakelen van 1 W daarvoor slechts enkele ns nodig heeft.

Fasedraaiers voor microgolfsignalen

Er zijn een aantal schakelingen bruikbaar als fasedraaiers voor microgolfsignalen. Wij hebben gebruik gemaakt van schakelingen, uitgevoerd in microstriplijn [5], waarmee fasedraaiing verkregen wordt, hetzij door het beïnvloeden van de reflectie-eigenschappen bij het uiteinde van een lijn, hetzij door het beïnvloeden van de fasesnelheid langs een lijn (variabele vertragingslijn). Door het uitvoeren in microstriplijn kan tegemoet gekomen worden aan de eis van geringe afmetingen, die gesteld moet worden aan een fasedraaier voor toepassing in de eerder beschreven antennesystemen. De fasedraaiers die wij hier zullen beschrijven, zijn aangebracht op een isolerend, niet-magnetisch substraat, waarbij de eigenschappen van een schakeling worden beïnvloed met behulp van *PIN*-diodes [6].

Het blijkt in de praktijk dat fasedraaiing met behulp van variabele reflectie het best voldoet voor draaiingen van 90° en 180°, terwijl fasedraaiing met behulp van een variabele vertragingslijn voor draaiingen van 22,5° en 45° beter voldoet. Wij zullen eerst beide schakelingen bespreken en daarna aan een experimentele fasedraaier laten zien hoe deze schakelingen gecombineerd worden om de fase van een signaal in stappen van 22,5° te kunnen draaien van 0° tot 360°.

Fasedraaiing door middel van variabele reflectie

De reflectie van een signaal aan het uiteinde van een transmissielijn wordt zowel in grootte als in fase bepaald door de impedantie waarmee de lijn is afgesloten. Variëren van de afsluitimpedantie van een lijn levert dus de mogelijkheid een variabele fasedraaier te maken, vooropgesteld dat we het invallende en het gereflecteerde signaal van elkaar kunnen scheiden. De reflectie is te karakteriseren door de complexe reflectiecoëfficiënt Γ, gedefinieerd als het quotiënt van de, eveneens complexe, waarden A en B van de spanning van het inkomende en van het gereflecteerde signaal. Voor A en B worden doorgaans de genormeerde waarden genomen, die verkregen worden door deling door Z_0, de karakteristieke impedantie van de transmissielijn. Voor de reflectiecoëfficiënt is te schrijven:

$$\Gamma = |\Gamma| e^{j\phi} = \frac{B}{A} = \frac{z-1}{z+1} .$$

Hierin is ϕ het faseverschil tussen het invallende en het gereflecteerde signaal en z de genormeerde waarde van de afsluitimpedantie. Wanneer we als afsluitimpedantie

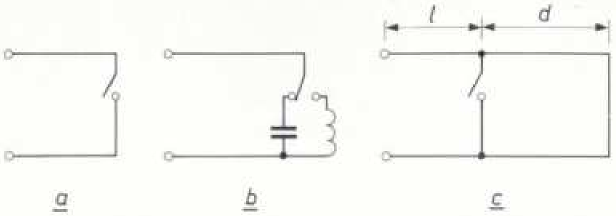


Fig. 7. Reflecterend afgesloten transmissielijnen als fasedraaier *a)* Transmissielijn afgesloten met een ideale schakelaar. *b)* Lijn afgesloten met of een spoel of een condensator. *c)* Lijn met kortgesloten uiteinde. De reflectie-eigenschappen worden door de stand van de schakelaar bepaald.

een ideale schakelaar zouden gebruiken (*fig. 7a*), dan zouden we daarmee z kunnen veranderen van $z = 0$ in $z = \infty$, zodat de reflectiecoëfficiënt Γ zou veranderen van -1 in $+1$, en ϕ dus met 180° zou veranderen. Voor andere fasehoeken moeten schakelingen worden toegepast, bij voorbeeld zoals weergegeven in fig. 7*b*, waarmee de afsluitimpedantie van een positieve reactantie in een negatieve kan worden veranderd. Aangezien spoelen en condensatoren voor gebruik in het microgolfgebied echter moeilijk nauwkeurig te realiseren zijn, wordt meestal een kortgesloten lijnstuk als reactantie gebruikt (fig. 7*c*). De lengte d van dit lijnstuk bepaalt de faseverandering die bij openen of sluiten van de schakelaar optreedt; de lengte l van de transmissielijn is niet van belang, het gaat immers alleen om de differentiële fasedraaiing.

Geeft de schakeling in fig. 7*a* een fasedraaiing volkomen onafhankelijk van de frequentie van het microgolfsignaal, bij de schakelingen in 7*b* en *c* daarentegen hangt de fasedraaiing wel af van de frequentie. De frequentieafhankelijkheid is echter door geschikte dimensionering der elementen minimaal te maken.

In praktische uitvoeringen van deze schakelingen wordt een *PIN*-diode als schakelaar gebruikt. Zoals uit de in het microgolfgebied geldende vervangschema's (fig. 5) voor deze diode blijkt, is zij zeker geen ideale schakelaar, zodat we de schakeling van fig. 7*c* moeten toepassen voor fasedraaiing van 90° en 180°.

[3] T. E. Rozzi, J. H. C. van Heuven en A. Meijer, Proc. IEEE **59**, 802, 1971 (no. 5).
[4] K. Kurokawa en W. O. Schlosser, Proc. IEEE **58**, 180, 1970.
[5] J. H. C. van Heuven en A. G. van Nie, Geïntegreerde microgolfschakelingen, dit nummer blz. 161.
[6] Fasedraaiers, uitgevoerd als microstriplijnschakelingen, zonder gebruikmaking van halfgeleiders worden beschreven in M. Lemke en W. Schilz, Geïntegreerde microgolfschakelingen op een ferrietsubstraat, dit nummer blz. 184.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Er is betrekkelijk eenvoudig een verband te vinden tussen de in deze schakeling optredende verliezen enerzijds en de differentiële fasedraaiing en de kwaliteitsfactor Q van de gebruikte schakelaar anderzijds.

Dit verband kan voor een veel algemenere situatie worden afgeleid [7], we zullen ons hier echter beperken tot de afleiding voor een fasedraaier met variabele reflectie.

Wanneer we de waarde van de afsluitimpedantie aan het einde van een lijn weer normeren door deling door Z_0, de karakteristieke impedantie van de lijn, dan geldt voor de spanning V over de lijn en de stroom I door de lijn:

$$\begin{aligned} V &= A + B = A(1 + \Gamma), \\ I &= A - B = A(1 - \Gamma). \end{aligned} \qquad (1)$$

Hierin zijn A en B de amplituden van de invallende en de gereflecteerde golf, en is Γ de reflectiecoëfficiënt van het uiteinde van de lijn is. Wanneer we de afsluitimpedantie z achtereenvolgens de waarden z_1 en z_2 laten aannemen en alle bijbehorende grootheden voorzien van de index 1 of 2, dan is door invullen van de betrekkingen (1) te vinden dat geldt:

$$|V_2 I_1 - V_1 I_2| = 2\,A^2\,|\Gamma_1 - \Gamma_2| = \\ = 2\,A^2 \sqrt{\left\{(|\Gamma_1| - |\Gamma_2|)^2 + 4\,|\Gamma_1|\,|\Gamma_2| \sin^2 \frac{\phi_1 - \phi_2}{2}\right\}}.$$

Nemen we nu aan dat $|\Gamma_1| = |\Gamma_2| = |\Gamma|$ is, hetgeen inhoudt dat de verliezen in beide gevallen dezelfde zijn, dan kan deze uitdrukking vereenvoudigd worden tot:

$$|V_2 I_1 - V_1 I_2| = 8\,P|\Gamma| \sin \frac{\Delta\phi}{2}, \qquad (2)$$

waarin $P = \frac{1}{2} A^2$, het vermogen van de invallende golf, en $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$, de fasedraaiing bij omschakelen van z_1 naar z_2. Hiermee is een betrekking gevonden die een verband geeft tussen het vermogen P en de optredende stromen en spanningen voor een gegeven fasedraaiing $\Delta\phi$.

Bij gelijke absolute waarde van de reflectie in beide toestanden is de ondergrens voor de optredende verliezen te berekenen. De uitdrukking (2) moeten we daartoe schrijven als:

$$|I_1 I_2| \left| \frac{V_2}{I_2} - \frac{V_1}{I_1} \right| = |I_1 I_2|\,|z_2 - z_1| = 4\,A^2 |\Gamma| \sin \frac{\Delta\phi}{2}. \qquad (3)$$

Het vermogen dat in de impedantie z gedissipeerd wordt, is met gebruikmaking van de toegevoegd complexe waarden van spanning, stroom en de impedanties z_1 en z_2, te schrijven als:

$$\left.\begin{aligned} \tfrac{1}{4}(V_1 I_1^* + V_1^* I_1) &= \tfrac{1}{4}|I_1|^2 (z_1 + z_1^*) = A^2(1 - |\Gamma|^2), \\ \tfrac{1}{4}(V_2 I_2^* + V_2^* I_2) &= \tfrac{1}{4}|I_2|^2 (z_2 + z_2^*) = A^2(1 - |\Gamma|^2). \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

Nu geeft $1 - |\Gamma|^2$ de fractie van het invallende vermogen die bij reflectie wordt gedissipeerd. Invullen van de betrekkingen (4) en (3) levert voor deze fractie, onder gebruikmaking van de eerder gedefinieerde kwaliteitsfactor Q en van de notatie $\sin^2 (\frac{1}{2}\,\Delta\phi)/Q^2 = C$:

$$1 - |\Gamma|^2 = 2\,C\,\{(1 + 1/C)^{\frac{1}{2}} - 1\}. \qquad (5)$$

Hiermee zijn dus de verliezen in de schakeling van fig. 7*c* uitgedrukt in de kwaliteitsfactor Q van de gebruikte schakelaar en de differentiële fasedraaiing.

Evenals de waarde van Q niet verandert bij tussenschakeling van een verliesvrij netwerk, is dit ook niet het geval met de uitdrukkingen in de rechterleden van de betrekkingen (2) en (5).

Om een reflecterende lijn te kunnen gebruiken als fasedraaier, moeten het inkomende en het gereflecteerde signaal gescheiden worden. Dit kan gebeuren met behulp van een balansring [5], die goed in striplijn is uit te voeren. De schakeling krijgt dan een vorm als is weergegeven in *fig. 8*. Wanneer de poorten *2* en *4* met gelijke impedanties zijn afgesloten, bestaat er geen koppeling tussen de ingangspoort *1* en de uitgangspoort *3*. Worden echter de poorten *2* en *4* met ongelijke impedanties afgesloten, dan zal een deel van de bij *1* inkomende energie door de poort *3* de schakeling verlaten. Het faseverschil tussen de inkomende en de uitgaande golf wordt bepaald door de reflectiecoëfficiënten bij *2* en *4*. Zijn de poorten *2* en *4* afgesloten met impedanties z en $1/z$, dan zijn hierdoor aan deze poorten de reflectiecoëfficiënten elkaars tegengestelde en de resulterende signalen aan de poort *3* zijn onderling in fase, zodat het uitgangssignaal daar maximaal wordt. De impedantie $1/z$, waarmee de poort *4* is afgesloten, wordt verkregen door een impedantie z aan te sluiten via een lijnstuk met een lengte van een kwart golflengte van het signaal.

Fasedraaiing met variabele vertragingslijn

Zoals reeds eerder gezegd, blijkt het dat fasedraaiingen van 22,5° en 45° beter te verkrijgen zijn met een variabele vertragingslijn [8] dan met reflecterende elementen. De werking van een variabele vertragingslijn als fasedraaier berust hierop, dat de fasesnelheid van een signaal langs een lijn door belasten van deze lijn is te verlagen. Daardoor zal een signaal dat langs een belaste

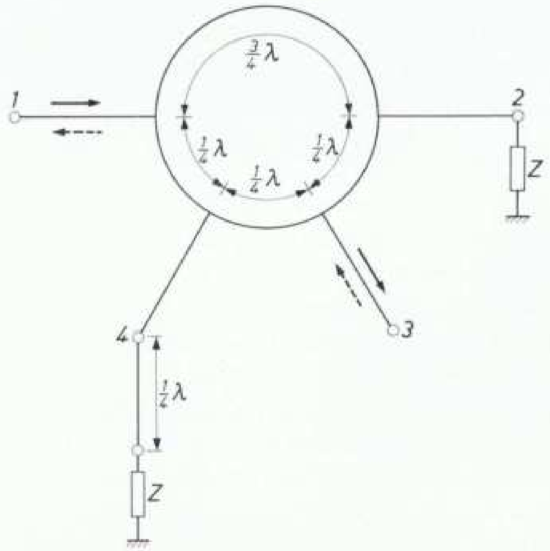


Fig. 8. Fasedraaier met een balansring. *1* ingang. *3* uitgang. Zijn de poorten *2* en *4* afgesloten met gelijke impedanties, dan verschijnt er van het ingangssignaal niets aan de uitgang. Zijn de poorten afgesloten met impedanties met genormeerde waarden z en $1/z$, dan is de koppeling tussen in- en uitgang maximaal. De impedantie $1/z$ aan poort *4* wordt verkregen door een impedantie z aan te sluiten via een lijn ter lengte van $\frac{1}{4}\lambda$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

lijn loopt in fase achterblijven bij een signaal dat langs een niet belaste, doch overigens identieke lijn loopt.

We stellen ons voor (*fig. 9a*) dat we in een transmissielijn met karakteristieke admittantie Y_1 een stuk transmissielijn met een lengte l opnemen met admittantie Y_0 en voortplantingsconstante β, en dat we dit stuk aan beide uiteinden belasten met een admittantie B. Dit lijnstuk kan dan vervangen gedacht worden (fig. 9*b*) door een niet-belast lijnstuk van dezelfde lengte, maar met admittantie Y_0' en voortplantingsconstante β'. Het verband tussen Y_0 en β en de nieuwe parameters Y_0' en β' wordt gegeven door de betrekkingen:

$$Y_0' = Y_0\left\{1-(B/Y_0)^2+2\,(B/Y_0)\,\mathrm{ctg}\,\beta l\right\}^{\frac{1}{2}}, \qquad (6)$$

$$\cos\beta' l = \cos\beta l - (B/Y_0)\sin\beta l. \qquad (7)$$

De schakeling die we tussengevoegd hebben, zal geen reflecties opleveren wanneer voldaan is aan de voorwaarden $Y_0' = Y_1$ en $\beta l = \pi/2$.

Wanneer we nu de admittantie B vervangen door een admittantie $-B$, dan zal hierdoor de fasedraaiing van de schakeling veranderen met een bedrag $\Delta\phi$ waarvoor geldt:

$$\Delta\phi = \beta_1' l - \beta_2' l = \pi - 2\,\mathrm{bgcos}\,(B/Y_0). \qquad (8)$$

De vergelijkingen (6) en (8) leveren, bij een gegeven $\Delta\phi$ die we met de schakeling willen bereiken, twee vergelijkingen voor Y_0 en B.

We gebruiken voor de praktische uitvoering van deze schakeling voor elk der admittanties B de schakeling van fig. 7*c*. De lengten l en d leveren ons twee parameters waarmee de gewenste waarden van Y_0 en B zijn in te stellen.

Zoals gezegd, zal de schakeling alleen dàn geen reflecties veroorzaken wanneer voldaan is aan $\beta l = \pi/2$. Dit maakt dat deze schakeling alleen geschikt is om een niet te grote fasedraaiing teweeg te brengen. Zij wordt dan ook alleen gebruikt voor de 22,5°- en 45°-secties in een fasedraaier, en geeft voor deze hoeken betere resultaten dan de in het voorgaande beschreven schakeling met variabele reflectie.

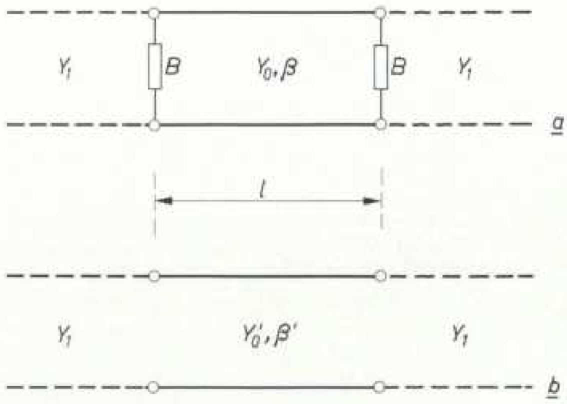


Fig. 9. *a*) Transmissielijn met karakteristieke admittantie Y_1 waarin een stuk met een lengte l is opgenomen met admittantie Y_0 en voortplantingsconstante β. De uiteinden van dit stuk zijn belast met admittanties B. *b*) Transmissielijn waarin een stuk opgenomen is dat equivalent is aan dat onder (*a*), doch niet belast aan de uiteinden. De lengte van beide lijnstukken is dezelfde, doch het onbelaste stuk heeft een karakteristieke admittantie Y_0' en een voortplantingsconstante β'.

Een experimentele fasedraaier voor 3 GHz

Uitgaande van de hierboven beschreven principes hebben we experimentele fasedraaiers gemaakt voor een frequentie van 3 GHz. De gehele schakeling is uitgevoerd in microstriplijn (*fig. 10*) en is door middel van een fotochemisch procédé geëtst uit een metaallaag die aangebracht is op een drager van „Teflon" versterkt met glasvezel. De diodes zijn gemonteerd in een omhulling (*fig. 11*) waarvan de parasitaire capaciteit en zelfinductie zo klein mogelijk zijn. Om te voorkomen dat de stuurspanning op de diodes door de diverse kortgesloten einden van de striplijn wordt kortgesloten, zijn de diodes via condensatoren verbonden met de aardplaat van de schakeling. De complete fasedraaier bestaat uit vier secties, ieder met twee diodes. De werking der secties voor 22,5° en 45° fasedraaiing berust op het principe van de variabele transmissielijn. De beide andere secties zijn balansringen met armen waarvan de reflectie variabel is. Zij leveren fasedraaiingen van 90° en 180°. Hiermee zijn in stappen van 22,5° alle fasedraaiingen tussen 0° en 360° te verkrijgen. De belangrijkste eigenschappen van deze digitale fasedraaier zijn samengevat in *tabel I*.

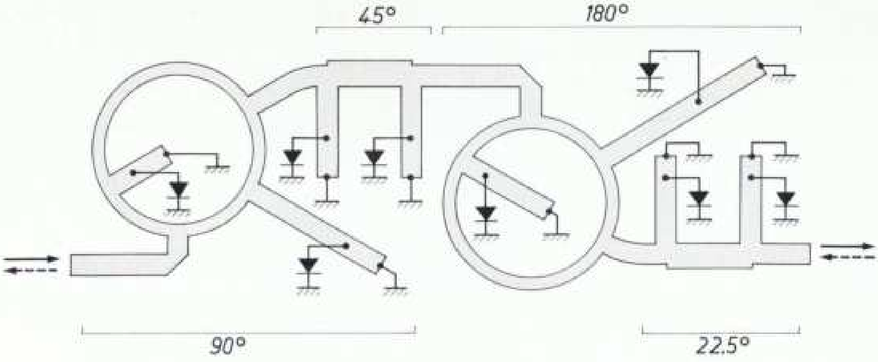
Tabel I. Enige gegevens van de in fig. 10 afgebeelde digitale fasedraaier voor microgolfsignalen.

Frequentie	3,0 GHz
Kleinste fasestap	22,5°
Maximale fasedraaiing	360°
Demping (in alle standen)	(1,3 ± 0,1) dB
Reflectie (binnen een 150-MHz-band)	< 10 %
Doorgelaten piekvermogen	2 kW
Doorgelaten gemiddeld vermogen	20 W
Instelstroom per diode (in doorlaatrichting; lage impedantie)	50 mA
Instelspanning (in keerrichting; hoge impedantie)	12 V
Schakeltijd	0,1 μs
Aantal diodes	8
Informatie-inhoud van het stuursignaal	4 bit

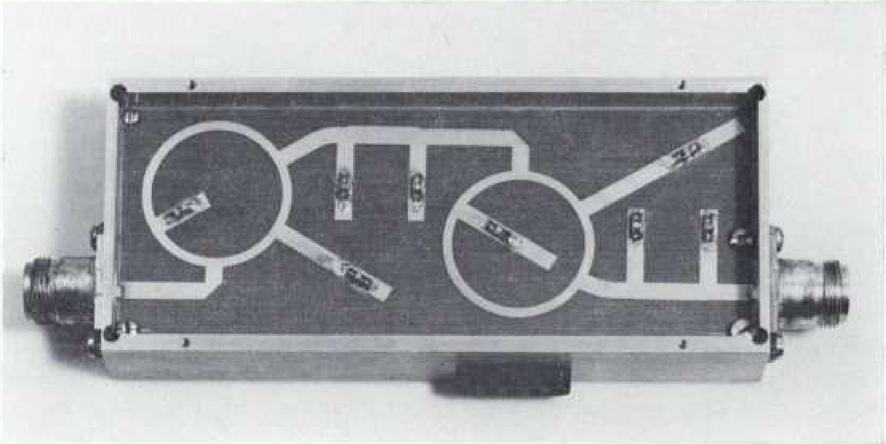
[7] Zie hiervoor M. E. Hines, Proc. IEEE **55**, 473, 1967 en ook het aangehaalde artikel van Kurokawa en Schlosser [4].
[8] J. F. White, IEEE Trans. **MTT-13**, 233, 1965, en J. F. White, Proc. IEEE **56**, 1924, 1968.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



a



b

Fig. 10. De experimentele fasedraaier voor 3 GHz. *a*) Schema van de fasedraaier. De plaatsen waar schakeldiodes en kortsluitingen zijn aangebracht zijn aangegeven. Bij de verschillende delen van de schakeling is vermeld hoeveel de fase daar veranderd kan worden. *b*) Uitvoering van de fasedraaier. De eigenschappen van deze fasedraaier zijn samengevat in tabel I.

De totale demping van de in fig. 10 afgebeelde schakeling bedraagt 1,3 dB. Hiervan komt 0,4 dB voor rekening van de diodes, de rest wordt veroorzaakt door de microstriplijnen in de schakeling. Zouden wij dus de demping van de schakeling nog willen verminderen, dan zouden we daartoe gebruik moeten maken van golfpijpen of andere transmissielijnen met geringere verliezen. Tegenover de winst die daarmee zou zijn te bereiken, staat dan wel een belangrijk verlies aan compactheid van de schakeling, terwijl ook de eenvoudige en goedkope produktiemethoden komen te vervallen. Het zijn juist deze compactheid en eenvoudige en goedkope produktie die de hier beschreven schakeling zo bij uitstek geschikt maken voor toepassing in elektronisch bestuurde antennesystemen.

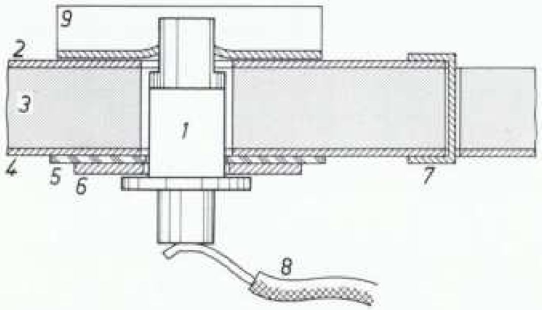


Fig. 11. Een schakeldiode gemonteerd in een microstriplijnschakeling. *1* diode in omhulling. *2* microstriplijn. *3* diëlektricum. *4* aardplaat. Het isolatieplaatje *5* vormt samen met het metalen plaatje *6* een condensator die moet voorkomen dat het kortgesloten uiteinde *7* van de striplijn ook de stuurspanning van de diode kortsluit. *8* toevoerdraad voor de stuurspanning. *9* montageklemmetje.

Samenvatting. Een fasedraaier voor elektronische bundelbesturing in een radarsysteem moet goedkoop en van geringe afmetingen zijn, hij moet met geringe demping en reflectie een voldoend groot piekvermogen kunnen verwerken en verder ook nog snel werken en reciprook zijn. Deze eisen worden toegelicht aan de hand van een kort overzicht van de werking van antennesystemen met elektronische bundelbesturing. Een *PIN*-diode blijkt zich bij radarfrequenties te gedragen als een lineair element waarvan de impedantie bepaald wordt door de gelijkstroominstelling. Met behulp van een dergelijke diode als schakelaar kan men òf de reflectie-eigenschappen òf de transmissie-eigenschappen van een lijn beïnvloeden; het gebruik van beide mogelijkheden voor de constructie van een fasedraaier wordt beschreven. Voor de schakelaar wordt een kwaliteitsfactor gedefinieerd met behulp waarvan uitdrukkingen worden gegeven voor het vermogen dat een schakelaar kan verwerken en voor de daarbij optredende verliezen. Tot slot wordt een 4-bits-fasedraaier voor 3 GHz beschreven, waarin met behulp van 8 diodes een fasedraaiing van maximaal 360° is te verkrijgen in stappen van 22,5°. De belangrijkste eigenschappen van deze fasedraaier zijn samengevat in tabel I.

RECTIFICATIES. In het artikel „Innovatie op het gebied van elektronische onderdelen", Philips techn. T. **32**, 1971 (no. 5), leze men op blz. 119, linkerkolom regel 12 v.o. niet luchtlagers maar *druk*lagers. Verder moeten in fig. 1 de vergelijkingen worden vervangen door $v_2 = -si_1$ en $v_1 = si_2$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Recente wetenschappelijke publikaties

Deze publikaties zijn afkomstig van medewerkers van laboratoria en fabrieken, behorende tot of samenwerkende met ondernemingen van het Philipsconcern, in het bijzonder van medewerkers van de navolgende research-laboratoria:

Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven *E*
Mullard Research Laboratories, Redhill (Surrey), Engeland *M*
Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée, Limeil-Brévannes (Val-de-Marne), Frankrijk *L*
Philips Forschungslaboratorium Aachen GmbH, Weißhausstraße, 51 Aachen, Duitsland *A*
Philips Forschungslaboratorium Hamburg GmbH, Vogt-Kölln-Straße 30, 2000 Hamburg 54, Duitsland *H*
MBLE Laboratoire de Recherches, 2 avenue Van Becelaere, 1170 Brussel (Boitsfort), België *B*

Van de meeste dezer publikaties zullen binnenkort overdrukken beschikbaar zijn. Men kan deze aanvragen bij het betrokken laboratorium (zie de codeletter) of bij de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

J. Adams & I. C. P. Millar: Detection efficiency of channel plates to X-rays.
Acta Electronica **14**, 237-244, 1971 (No. 2). (*Also in French.*) *M*

C. S. Aitchison: Microwave ICs. Looking at recent developments.
Electronics Weekly 26 Jan. 1972, p. 20. *M*

C. S. Aitchison, R. Davies, I. D. Higgins, S. R. Longley, B. H. Newton, J. F. Wells & J. C. Williams: Lumped-circuit elements at microwave frequencies.
IEEE Trans. **MTT-19**, 928-937, 1971 (No. 12). *M*

C. L. Alting: Het vervaardigen van kleine glazen prisma's.
Glastechn. Meded. **9**, 92-97, 1971 (No. 3). *E*

A. C. Aten, J. C. Duran, J. J. Geurts & A. J. Griffioen (Philips Electronic Components and Materials Division (Elcoma), Eindhoven): Chemical transport in oxide cathodes.
Philips Res. Repts. **26**, 519-531, 1971 (No. 6).

M. Bannink & H. D. M. Ribberink (Philips Radio, Television and Record-playing Equipment Division, Eindhoven): De temperatuurverdeling tijdens het opwarmen en de opwarmtijd van voorwerpen in moffelovens.
Verfkroniek **44**, 276-286, 1971 (No. 9).

L. K. H. van Beek, J. R. G. C. M. van Beek, J. Boven & C. J. Schoot: Syntheses and cis-trans isomerization of light-sensitive benzenediazo sulfides.
J. org. Chem. **36**, 2194-2196, 1971 (No. 15). *E*

V. Belevitch & Y. Genin: Implicit interpolation, trigradients and continued fractions.
Philips Res. Repts. **26**, 453-470, 1971 (No. 6). *B*

F. Berz & C. G. Prior: Test of McWhorter's model of low-frequency noise in Si MOSTs.
Microelectronics and Reliability **10**, 429-433, 1971 (No. 6). *M*

H. Bex & E. Schwartz: Performance limitations of lossy circulators.
IEEE Trans. **MTT-19**, 493-494, 1971 (No. 5). *A*

R. N. Bhargava, S. K. Kurtz (both with Philips Laboratories Briarcliff Manor, N.Y., U.S.A.), **A. T. Vink & R. C. Peters:** Spectroscopic observation of a vacancy complex in GaP.
Phys. Rev. Letters **27**, 183-185, 1971 (No. 4). *E*

G. Bioul & M. Davio: Taylor expansions of Boolean functions and of their derivatives.
Philips Res. Repts. **27**, 1-6, 1972 (No. 1). *B*

J. Bloem (Philips Semiconductor Development Laboratory, Nijmegen): The effect of trace amounts of water vapor on boron doping in epitaxially grown silicon.
J. Electrochem. Soc. **118**, 1837-1841, 1971 (No. 11).

P. Blood & R. J. Tree: The scattering factor for geometrical magnetoresistance in GaAs.
J. Physics D **4**, L 29-31, 1971 (No. 9). *M*

J. A. den Boer, A. M. E. Hoeberechts, W. K. Hofker, D. P. Oosthoek (all with Philips Research Laboratories, Dept. Amsterdam), **K. Mulder, L. A. Ch. Koerts, R. van Dantzig, J. E. J. Oberski, J. H. Dieperink, E. Kok & R. F. Rumphorst** (all with Institute for Nuclear Physics Research (IKO), Amsterdam): Position sensitive detector telescopes for charged particles used in the BOL-system.
Nucl. Instr. Meth. **92**, 173-176, 1971 (No. 2).

G. A. Bootsma & H. J. Gassen: A quantitative study on the growth of silicon whiskers from silane and germanium whiskers from germane.
J. Crystal Growth **10**, 223-234, 1971 (No. 3). *E*

H. Bouma & L. C. J. Baghuis (Institute for Perception Research, Eindhoven): Hippus of the pupil: periods of slow oscillations of unknown origin.
Vision Res. **11**, 1345-1351, 1971 (No. 11).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

J.-P. Boutot: Degassing of microchannel plates.
Acta Electronica **14**, 245-262, 1971 (No. 2). (*Also in French.*) *L*

C. J. Bouwkamp: On some special squared rectangles.
J. combin. Theory B **10**, 206-211, 1971 (No. 3). *E*

C. J. Bouwkamp: A new solid pentomino problem.
J. recreat. Math. **4**, 179-186, 1971 (No. 3). *E*

C. J. Bouwkamp: Numerical computation of the radiation impedance of a rigid annular ring vibrating in an infinite plane rigid baffle.
J. Sound Vibr. **17**, 499-508, 1971 (No. 4). *E*

P. Branquart & J. Lewi: A scheme of storage allocation and garbage collection for ALGOL 68.
ALGOL 68 Implementation, Proc. IFIP Working Conf., Munich 1970, pp. 199-238; 1971. *B*

P. Branquart, J. Lewi & J. P. Cardinael: Analysis of the parenthesis structure of ALGOL 68.
ALGOL 68 Implementation, Proc. IFIP Working Conf., Munich 1970, pp. 37-76; 1971. *B*

J. J. van den Broek & H. Zijlstra: Calculation of intrinsic coercivity of magnetic domain walls in perfect crystals.
IEEE Trans. **MAG-7**, 226-230, 1971 (No. 2). *E*

K. Bulthuis & G. J. Ponsen: Vibrational relaxation of the CO_2 lower laser level by H_2O.
Physics Letters **36A**, 123-124, 1971 (No. 2). *E*

J. Burmeister: The surface morphology of epitaxial silicon.
J. Crystal Growth **11**, 131-140, 1971 (No. 2). *A*

K. H. J. Buschow: Structural and magnetic characteristics of Th-Co and Th-Fe compounds.
J. appl. Phys. **42**, 3433-3437, 1971 (No. 9). *E*

K. H. J. Buschow: Intermetallic compounds of rare earth elements and Ni, Co, or Fe.
Phys. Stat. sol. (a) **7**, 199-210, 1971 (No. 1). *E*

K. H. J. Buschow: The samarium-iron system.
J. less-common Met. **25**, 131-134, 1971 (No. 2). *E*

K. H. J. Buschow, A. M. van Diepen & H. W. de Wijn (University of Utrecht): Magnetic properties of $Gd_xTh_{1-x}CuAl$ and nuclear magnetic resonance in GdCuAl.
J. appl. Phys. **42**, 4315-4318, 1971 (No. 11). *E*

K. H. J. Buschow & A. S. van der Goot: Composition and crystal structure of hexagonal Cu-rich rare earth-copper compounds.
Acta cryst. **B 27**, 1085-1088, 1971 (No. 6). *E*

F. M. A. Carpay & J. van den Boomgaard: The relationship between interlamellar period and growth rate in the unidirectionally decomposed eutectoids Co_3Si and β Ni-In.
Acta metall. **19**, 1279-1286, 1971 (No. 11). *E*

H. B. G. Casimir: 50 jaar theoretische natuurkunde.
Ned. T. Natuurk. **37**, 135-146, 1971 (No. 7). *E*

V. Chalmeton: Detection of high-energy electrons.
Acta Electronica **14**, 225-236, 1971 (No. 2). (*Also in French.*) *L*

V. Chalmeton & P. Chevalier: Pulse height distribution for single electron input.
Acta Electronica **14**, 99-106, 1971 (No. 1). (*Also in French.*) *L*

M.-C. Chen (National Chiao Tung University, Hsinchu, Taiwan), **J. O. Artman, D. Sengupta** (both with Carnegie-Mellon University, Pittsburgh, Pa.) **& J. C. M. Henning:** Site occupancy of the $PbWO_4$:Co and $PbMoO_4$:Co systems.
Phys. Rev. B **4**, 1387-1389, 1971 (No. 4). *E*

T. D. Clark: Interaction of microwaves with point contact Josephson junction arrays.
Proc. 12th Int. Conf. on Low Temperature Physics, Kyoto 1970, pp. 449-451. *M*

T. D. Clark: Generation and detection experiments using point contact junction arrays.
Physica **55**, 432-438, 1971. *M, E*

D. J. Craik, P. V. Cooper (both with University of Nottingham, U.K.) **& W. F. Druyvesteyn:** Magnetostatic energy coefficients for cylindrical domains.
Physics Letters **34A**, 244, 1971 (No. 4). *E*

H. Dammann: Phase holograms of diffuse objects.
Applications de l'Holographie, C.R. Symp. Int., Besançon 1970, paper 11.14, 4 pp. *H*

H. Dammann & K. Görtler: High-efficiency in-line multiple imaging by means of multiple phase holograms.
Optics Comm. **3**, 312-315, 1971 (No. 5). *H*

R. Davies & B. H. Newton: Design trends for Gunn oscillators.
Electronic Equipment News **13**, No. 5, 18-23, Sept. 1971. *M*

M. Davio & J. J. Quisquater: Affine cascades.
Philips Res. Repts. **27**, 109-125, 1972 (No. 2). *B*

J. P. Deschamps: Synchronization of finite automata.
Philips Res. Repts. **27**, 126-139, 1972 (No. 2). *B*

F. Desvignes: Limites fondamentales et critères de qualité des capteurs de rayonnement.
Nouv. Rev. Optique appl. **2**, 121-132, 1971 (No. 2). *L*

P. Dewilde (University of California, Berkeley, Cal.), **V. Belevitch & R. W. Newcomb** (University of Maryland, College Park, Md.): On the problem of degree reduction of a scattering matrix by factorization.
J. Franklin Inst. **291**, 387-401, 1971 (No. 5). *B*

U. Dibbern: Rechnergesteuerte Sprachausgabe — ein Vergleich verschiedener Verfahren.
Int. elektron. Rdsch. **25**, 244-246, 1971 (No. 10). *H*

J. Dieleman: Comment on "*p*-type conduction in Li-doped ZnSe".
Appl. Phys. Letters **19**, 84-85, 1971 (No. 4). *E*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

J. Dieleman & A. R. C. Engelfriet: The phase diagram of the system $Ga_{1-x}Se_x$ for $0.5 \leqslant x \leqslant 0.6$ and $300\text{ K} \leqslant T \leqslant 1500\text{ K}$.
J. less-common Met. **25**, 231-233, 1971 (No. 2). *E*

R. H. Dijken (Philips Domestic Appliances Division, Drachten): Optimization of small AC series commutator motors.
Thesis, Eindhoven 1971.

G. Dittmer: Electron conduction, electron emission and electroluminescence of MIM sandwich structures with Al_2O_3 insulating layers.
Thin Solid Films **9**, 141-172, 1972 (No. 2). *A*

A. Downey, C. E. Fuller & R. W. Lindop: Reduction of the base/collector capacitance in high speed logic IC transistors by collector-profiling.
Microelectronics and Reliability **10**, 381-385, 1971 (No. 5). *M*

W. F. Druyvesteyn & F. A. de Jonge: A special kind of magnetic domain: hollow bubble with at its centre a bubble.
Physics Letters **36A**, 1-2, 1971 (No. 1). *E*

W. F. Druyvesteyn, D. L. A. Tjaden & J. W. F. Dorleijn: Calculation of the stray field of a magnetic bubble, with application to some bubble problems.
Philips Res. Repts. **27**, 7-27, 1972 (No. 1). *E*

F. L. Engel (Institute for Perception Research, Eindhoven): Visual conspicuity, directed attention and retinal locus.
Vision Res. **11**, 563-575, 1971 (No. 6).

D. den Engelsen: Ellipsometry of anisotropic films.
J. Opt. Soc. Amer. **61**, 1460-1466, 1971 (No. 11). *E*

G. Engelsma & J. M. H. van Bruggen: Ethylene production and enzyme induction in excised plant tissues.
Plant Physiol. **48**, 94-96, 1971 (No. 1). *E*

G. Eschard & B. W. Manley: Principle and characteristics of channel electron multipliers.
Acta Electronica **14**, 19-39, 1971 (No. 1). (*Also in French.*) *L, M*

W. G. Essers, A. C. H. J. Liefkens & G. W. Tichelaar: Plasma-MIG-welding.
Proc. Conf. on Advances in Welding Processes, 1970, pp. 216-219; publ. The Welding Institute, Cambridge 1971. *E*

E. Fabre: Scanning photoluminescence on gallium-arsenide.
Solid State Comm. **9**, 635-638, 1971 (No. 10). *L*

S. R. Fletcher, A. C. Skapski (both with Imperial College, London) **& E. T. Keve:** Crystallographic studies of irradiation/field treated triglycine sulphate: a new structure form.
J. Physics C **4**, L 255-258, 1971 (No. 13). *M*

B. B. van der Genugten (Philips Information Systems and Automation Division, Eindhoven): The distribution of random variables reduced modulo *a*.
Philips Res. Repts. **26**, 471-485, 1971 (No. 6).

C. J. Gerritsma, W. J. A. Goossens & A. K. Niessen: The helical twist in a cholesteric Grandjean-Cano pattern.
Physics Letters **34A**, 354-355, 1971 (No. 7). *E*

C. J. Gerritsma, W. H. de Jeu & P. van Zanten: Distortion of a twisted nematic liquid crystal by a magnetic field.
Physics Letters **36A**, 389-390, 1971 (No. 5). *E*

C. J. Gerritsma & P. van Zanten: Periodic perturbations in the cholesteric plane texture.
Physics Letters **37A**, 47-48, 1971 (No. 1). *E*

C. J. Gerritsma & P. van Zanten: Electric-field-induced texture transformation and pitch contraction in a cholesteric liquid crystal.
Mol. Cryst. liq. Cryst. **15**, 257-268, 1971 (No. 3). *E*

J. A. Geurst: Generalised vorticity in the theory of liquid crystals.
Physics Letters **36A**, 63-64, 1971 (No. 1). *E*

J. J. Goedbloed: Over het opwekken van microgolven met behulp van avalanche-diodes.
Ingenieur **83**, ET 63-74, 1971 (No. 22). *E*

J. J. Goedbloed: F.m. noise of low-level-operating IMPATT-diode oscillators.
Electronics Letters **7**, 445-446, 1971 (No. 16). *E*

J.-M. Goethals: On the Golay perfect binary code.
J. combin. Theory A **11**, 178-186, 1971 (No. 2). *B*

A. S. van der Goot & K. H. J. Buschow: Lattice constants and Curie temperatures of $CaCu_5$-type thorium-cobalt compounds.
Phys. Stat. sol. (a) **5**, 665-668, 1971 (No. 3). *E*

C. G. Gray (University of Guelph, Canada) **& H. I. Ralph:** Solution of Boltzmann's equation for semiconductors using a spherical harmonic expansion.
J. Physics C **5**, 55-62, 1972 (No. 1). *M*

P. Groenveld: Radiostoringen, veroorzaakt door thyristorregelingen.
Ingenieur **83**, ET 74-81, 1971 (No. 22). *E*

G. Groh: Holographic tomography using a circular synthetic aperture.
Appl. Optics **10**, 2549-2550, 1971 (No. 11). *H*

G. Groh & M. Kock: Hologramme von Röntgenbildern.
Röntgenblätter **24**, 451-455, 1971 (No. 9). *H*

G. Groh & H. Weiss: A simple extended source for high resolution holography.
Optics Comm. **4**, 63-65, 1971 (No. 1). *H*

A. J. Guest: A computer model of channel multiplier plate performance.
Acta Electronica **14**, 79-97, 1971 (No. 1). (*Also in French.*) *M*

P. Guétin & G. Schréder: Tunneling in Pb/*n*-GaAs junctions under hydrostatic pressure.
Solid State Comm. **9**, 591-593, 1971 (No. 9). *L*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

W. S. C. Gurney: Contact effects in Gunn diodes.
Electronics Letters **7**, 711-713, 1971 (No. 24). *M*

W. van Haeringen & H.-G. Junginger: Model calculation of the electron phonon coupling parameter λ.
Z. Physik **246**, 281-294, 1971 (No. 4). *E, A*

S. H. Hagen: The conduction mechanism in silicon carbide voltage-dependent resistors.
Philips Res. Repts. **26**, 486-518, 1971 (No. 6). *E*

R. F. Hall, K. E. Johnson & G. T. Sharpless: A tabular data display using a cross-bar addressed glow discharge panel.
IEE Conf. Publn. No. 80: Displays, pp. 91-96, 1971. *M*

P. Hansen: Ferromagnetic resonance in ruthenium-doped yttrium-iron garnet.
Phys. Stat. sol. (b) **47**, 565-572, 1971 (No. 2). *H*

P. Hansen & U. Krey (I. Inst. Theor. Physik Universität Hamburg): Das Spinwellenspektrum dünner magnetischer Schichten.
Z. angew. Physik **32**, 104-108, 1971 (No. 2). *H*

P. Hansen & W. Tolksdorf: Spin-wave linewidth of ruthenium and iridium-substituted yttrium-iron-garnet.
Phys. Stat. sol. (a) **6**, K 11-13, 1971 (No. 1). *H*

J. Hasker: Astigmatic electron gun for the beam-indexing color television display.
IEEE Trans. **ED-18**, 703-712, 1971 (No. 9). *E*

H. Haug & K. Weiss: Connection between a microscopic and the phenomenological theory of superfluidity.
Lettere Nuovo Cim. (2) **2**, 887-890, 1971 (No. 17). *E*

E. E. Havinga & M. H. van Maaren: Oscillatory dependence of superconductive critical temperature on number of valency electrons in alloys of mainly non-transition metal compounds.
Proc. 12th Int. Conf. on Low Temperature Physics, Kyoto 1970, pp. 355-356. *E*

N. Hazewindus: On the acceptance of a cyclotron axial injection system.
Nucl. Instr. Meth. **96**, 227-233, 1971 (No. 2). *E*

L. Heyne & N. M. Beekmans: Electronic transport in calcia-stabilized zirconia.
Proc. Brit. Ceramic Soc. No. 19, 229-263, 1971. *E*

B. M. A. Hijdra: Ein kompatibler Rundfunkempfänger mit kontinuierlicher Abstimmung für den Empfang von Einseitenbandsendungen mit teilweise unterdrücktem Träger.
Rundfunktechn. Mitt. **15**, 101-107, 1971 (No. 3). *E*

L. Hollan, J. Hallais & C. Schiller: Interface study in epitaxial vapour grown GaAs.
J. Crystal Growth **9**, 165-170, 1971. *L*

J. Hornstra & E. Keulen (Philips Industrial Equipment Division, Eindhoven): The oxygen parameter of the spinel $ZnGa_2O_4$.
Philips Res. Repts. **27**, 76-81, 1972 (No. 1). *E*

D. van Houwelingen (Philips Electronic Components and Materials Division (Elcoma), Eindhoven) **& A. A. Kruithof** (Eindhoven University of Technology): Transition probabilities of some ArI and ArII spectral lines.
J. quant. Spectroscopy rad. Transfer **11**, 1235-1243, 1971 (No. 8).

J. P. Hurault: Effet tunnel assisté par des niveaux liés.
J. Physique **32**, 421-426, 1971 (No. 5/6). *L*

B. B. van Iperen & H. Tjassens: Influence of carrier velocity saturation in the unswept layer on the efficiency of avalanche transit time diodes.
Proc. IEEE **59**, 1032-1033, 1971 (No. 6). *E*

B. B. van Iperen & H. Tjassens: Novel and accurate methods for measuring small-signal and large-signal impedances of Impatt diodes.
Philips Res. Repts. **27**, 38-75, 1972 (No. 1). *E*

J. Janse: Numerical treatment of electron lenses with perturbed axial symmetry.
Optik **33**, 270-281, 1971 (No. 3). *E*

W. H. de Jeu & J. van der Veen: On the relation between molecular structure and liquid-crystalline behaviour.
Philips Res. Repts. **27**, 172-185, 1972 (No. 2). *E*

F. A. de Jonge & W. F. Druyvesteyn: Roosterfouten in magnetische bubble-roosters.
Ned. T. Natuurk. **37**, 393-394, 1971 (No. 16). *E*

H. Jonker, L. K. H. van Beek, C. J. Dippel, C. J. G. F. Janssen, A. Molenaar & E. J. Spiertz: Principles of PD recording systems and their use in photofabrication.
J. photogr. Sci. **19**, 96-105, 1971 (No. 4). *E*

B. A. Joyce & J. H. Neave: An investigation of silicon-oxygen interactions using Auger electron spectroscopy.
Surface Sci. **27**, 499-515, 1971 (No. 3). *M*

Y. Kamp: Cascade synthesis of multivariable impedances of arbitrary degree.
Arch. Elektronik & Übertr.technik (AEÜ) **25**, 362-368, 1971 (No. 8). *B*

Y. Kamp: Realization of multivariable functions by a cascade of lossless two-ports separated by noncommensurate stubs.
Philips Res. Repts. **26**, 443-452, 1971 (No. 6). *B*

Y. Kamp & V. Belevitch: A class of multivariable positive real functions realizable by the Bott-Duffin method.
Philips Res. Repts. **26**, 433-442, 1971 (No. 6). *B*

J. T. Klomp: Solid-state bonding of metals to ceramics.
Science of Ceramics **5**, 501-522, 1970. *E*

A. Klopfer: Adsorption und Elektronenstoßdesorption von Sauerstoff an Nickel.
Ber. Bunsen-Ges. phys. Chemie **75**, 1070-1073, 1971 (No. 10). *A*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

A. J. R. de Kock: The elimination of vacancy-cluster formation in dislocation-free silicon crystals.
J. Electrochem. Soc. **118**, 1851-1856, 1971 (No. 11). *E*

H. Koelmans: Application of semiconducting thin films.
Thin Solid Films **8**, 19-33, 1971 (No. 1). *E*

E. Krätzig: Ultrasonic investigation of superconducting properties induced by proximity effects.
Solid State Comm. **9**, 1205-1209, 1971 (No. 14). *H*

E. Krätzig: Ultrasonic attenuation of gapless superconducting films.
Physics Letters **37A**, 21-22, 1971 (No. 1). *H*

D. J. Kroon: Analyse van de buitenlucht.
Natuur en Techniek **39**, 245-256, 1971 (No. 6). *E*

F. A. Kuijpers & B. O. Loopstra (R.C.N., Petten): Magnetic structure of $PrCo_5D_4$.
J. Physique **32**, C1/657-658, 1971 (Colloque No. 1, Vol. II). *E*

H. K. Kuiken: The effect of normal blowing on the flow near a rotating disk of infinite extent.
J. Fluid Mech. **47**, 789-798, 1971 (No. 4). *E*

E. Lagendijk, W. J. Huiskamp (both with Kamerlingh Onnes Laboratory, Leiden) **& P. F. Bongers:** Heat capacity measurements on the diluted Ising system $Cs_3Co_pZn_{1-p}Cl_5$.
J. Physique **32**, C1/1008-1009, 1971 (Colloque No. 1, Vol. II). *E*

H. de Lang: Flow lines on the Poincaré sphere as an aid to the study of mode polarization in lasers.
IEEE J. **QE-7**, 441-444, 1971 (No. 9). *E*

J. I. Leenhouts: The crystal and molecular structure of 5,7-dibromo-2-(3,5-dibromo-2-hydroxyphenyl)-2-methoxymethoxy-3(2H)-benzofuranone.
Rec. Trav. chim. Pays-Bas **90**, 385-388, 1971 (No. 5). *E*

M. Lemke, H. J. Schmitt & D. Vollmer: Empfänger für das 12-GHz-Fernsehen.
Rundfunktechn. Mitt. **15**, 163-166, 1971 (No. 4). *H*

R. Lorenz: Drucker mit direktem elektrostatischem Farbübertrag.
Feinwerktechnik **75**, 368-373, 1971 (No. 9). *H*

F. K. Lotgering: On the magnetic interaction between Fe^{3+} and Ni^{2+} ions occupying octahedral sites in oxyspinels.
Solid State Comm. **9**, 1309-1312, 1971 (No. 15). *E*

F. K. Lotgering & G. H. A. M. van der Steen: Ferromagnetic $Cu_{1+y}Cr_2Te_4$ and $CuAg_yCr_2Te_4$ with metal-excessive spinel structure.
Solid State Comm. **9**, 1741-1744, 1971 (No. 20). *E*

F. K. Lotgering & G. H. A. M. van der Steen: Metal-deficient sulphospinels.
J. Solid State Chem. **3**, 574-581, 1971 (No. 4). *E*

C. Loty: Saturation effects in channel electron multipliers.
Acta Electronica **14**, 107-119, 1971 (No. 1). (*Also in French.*) *L*

M. H. van Maaren, K. H. J. Buschow & H. J. van Daal: Low-temperature specific heat of $CeAl_3$ and related compounds.
Solid State Comm. **9**, 1981-1984, 1971 (No. 22). *E*

R. Metselaar: Radio frequency sputtering of ferrites.
Science of Ceramics **5**, 363-376, 1970. *E*

R. Metselaar & P. Rem: Radio frequency sputtering of ferrimagnetic thin films.
Czech. J. Phys. **B 21**, 558-562, 1971 (No. 4/5). *E*

F. Meyer: Ellipsometric study of adsorption complexes on silicon.
Surface Sci. **27**, 107-116, 1971 (No. 1). *E*

F. Meyer, E. E. de Kluizenaar & G. A. Bootsma: Ellipsometry and the clean surfaces of silicon and germanium.
Surface Sci. **27**, 88-106, 1971 (No. 1). *E*

F. Meyer & J. M. Morabito: Adsorption of organic gases on clean germanium surfaces.
J. phys. Chem. **75**, 2922-2929, 1971 (No. 19). *E*

F. Meyer & M. J. Sparnaay: Ellipsometric and gas-volumetric investigation of adsorption reactions on clean silicon and germanium.
Symp. Faraday Soc. **4**, 17-26, 1970. *E*

A. P. J. Michels: The NO-content in the exhaust gases of a Stirling engine.
Proc. 1971 Intersociety Energy Conversion Engng. Conf., Boston, pp. 1010-1023. *E*

I. C. P. Millar: Detection efficiency of channel electron multipliers to electromagnetic radiation and positive ions.
Acta Electronica **14**, 145-150, 1971 (No. 2). (*Also in French.*) *M*

I. C. P. Millar, D. L. Lamport & A. W. Woodhead: An experimental X-ray image intensifier incorporating a channel electron multiplier plate.
IEEE Trans. **ED-18**, 1101-1108, 1971 (No. 11). *M*

A. Mircea, B. Kramer & A. Farrayre: Sources à état solide à grand rendement en hyperfréquence.
Onde électr. **51**, 499-501, 1971 (No. 6). *L*

B. J. Mulder: Recombination diffusion length of minority charge carriers in cuprous sulphide.
Proc. Int. Coll. on Solar Cells, Toulouse 1970, pp. 131-140; 1971. *E*

J. Mulder: The calculation of counterflow recuperators with non-ideal gas and heat conduction in longitudinal direction.
Bull. Inst. Int. du Froid, Annexe 1970-1, pp. 231-241. *E*

J. Neirynck: Maximally flat approximations to the ideal filter as hypergeometric functions.
Electronics Letters **7**, 591-593, 1971 (No. 19). *B*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

A. Netten & A. H. Boonstra: Three-step adsorption of hydrogen sulphide at about −120 °C on vapour-deposited lead monoxide layers.
Surface Sci. **27**, 77-87, 1971 (No. 1). *E*

J. M. van Nieuwland: Extraction of particles from a compact isochronous cyclotron.
Thesis, Eindhoven 1972. *E*

S. G. Nooteboom (Institute for Perception Research, Eindhoven): Enkele opmerkingen over de relatie tussen generatieve fonologie en experimentele fonetiek.
Studia Neerlandica No. 6, 169-178, 1971.

S. G. Nooteboom (Institute for Perception Research, Eindhoven): Over de lengte van korte klinkers, lange klinkers en tweeklanken in het Nederlands.
Nieuwe Taalgids **64**, 396-402, 1971 (No. 5).

J. M. Noothoven van Goor: Charge carrier densities and mobilities in doped and pure bismuth.
The physics of semimetals and narrow-gap semiconductors, Proc. Conf. Dallas, Texas, 1970, pp. 63-72; 1971. *E*

J. M. Noothoven van Goor: Epilogue to the conference.
The physics of semimetals and narrow-gap semiconductors, Proc. Conf. Dallas, Texas, 1970, p. 563; 1971. *E*

K. J. van Oostrum: Design parameters for non-immersion lenses.
Jernkont. Ann. **155**, 491-492, 1971 (No. 8). *E*

C. van Opdorp: Anomalous diffusion of Al into SiC.
Solid-State Electronics **14**, 613-625, 1971 (No. 7). *E*

G. den Ouden: Stikstof in lasmetaal.
Rev. Soudure **27**, 85-93, 1971 (No. 2). *E*

A. E. Pannenborg (Philips Board of Management, Eindhoven): Industriële innovatie en de stimulering ervan.
Ingenieur **82**, A 978-981, 1970 (No. 50).

C. H. Petley (Mullard Ltd., Mitcham, Surrey, England) **& R. Pook:** Some applications of single channel multipliers.
Acta Electronica **14**, 151-157, 1971 (No. 2). (*Also in French.*) *M*

U. Pick: A simple etching method for thin film patterns.
J. Physics E **4**, 925-926, 1971 (No. 11). *M*

P. Piret: Some optimal type B_1 convolutional codes.
IEEE Trans. **IT-17**, 355-356, 1971 (No. 3). *B*

R. Plumier (Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, Gif-sur-Yvette, France), **F. K. Lotgering & R. P. van Stapele:** Magnetic properties of $Cu_{1/2}In_{1/2}Cr_2S_4$ and some related compounds.
J. Physique **32**, C1/324-325, 1971 (Colloque No. 1, Vol. I). *E*

J. Polman: Relaxation of the electron velocity distribution in a time-dependent weakly ionized plasma.
Physica **54**, 305-317, 1971 (No. 2). *E*

R. Pook: The manufacture and performances of single channel electron multipliers.
Acta Electronica **14**, 135-143, 1971 (No. 2). (*Also in French.*) *M*

A. Rabenau, H. Rau & G. Rosenstein: Phase relationships in the gold-selenium system.
J. less-common Met. **24**, 291-299, 1971 (No. 3). *A*

A. Rabenau, H. Rau & G. Rosenstein: Goldselenidhalogenide.
Monatsh. Chemie **102**, 1425-1428, 1971 (No. 5). *A*

H. I. Ralph & F. D. Hughes: Capture cross section of trapping centres in polar semiconductors.
Solid State Comm. **9**, 1477-1480, 1971 (No. 17). *M*

G. W. Rathenau: Natuurkunde in de Nederlandse industrie.
Ned. T. Natuurk. **37**, 189-191, 1971 (No. 7). *E*

J. P. Reinhoudt: On the stability of rotor-and-bearing systems and on the calculation of sliding bearings.
Thesis, Eindhoven 1972. *E*

J. Roos: Electrostatic sound recording, an experiment.
Proc. 3rd Conf. on Static Electrification, London 1971, pp. 60-67. *E*

J. A. J. Roufs (Institute for Perception Research, Eindhoven): Threshold perception of flashes in relation to flicker.
The perception and application of flashing lights, Proc. int. Symp., London 1971, pp. 29-42.

T. E. Rozzi, J. H. C. van Heuven & A. Meyer: Linear networks as Möbius transformations and their invariance properties.
Proc. IEEE **59**, 802-803, 1971 (No. 5). *E*

P. Saraga & P. R. Wavish: Edge-coding operators for pattern recognition.
Electronics Letters **7**, 736-738, 1971 (No. 25). *M*

K. H. Sarges: Nuclear surface spin waves.
Physics Letters **36A**, 9-10, 1971 (No. 1). *H*

P. Schagen & G. Piétri: Channel electron multipliers.
Acta Electronica **14**, 13-18, 1971 (No. 1). (*Also in French.*) *M, L*

H. Schemmann: Theoretische und experimentelle Untersuchungen über das dynamische Verhalten eines Einphasen-Synchronmotors mit dauermagnetischem Läufer.
Thesis, Eindhoven 1971. *A*

J. F. Schouten (Institute for Perception Research, Eindhoven): The residue revisited.
Frequency analysis and periodicity detection in hearing, editors R. Plomp & G. F. Smoorenburg, publ. Sijthoff, Leiden 1970, pp. 41-58.

K. Schünemann (Valvo, Hamburg) **& B. Schiek:** Comparison between transmission- and reaction-cavity-stabilised oscillators.
Electronics Letters **7**, 618-620, 1971 (No. 20). *H*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

K. Schünemann & B. Schiek: Influence of a transmission line on the noise spectra of cavity-stabilised oscillators.
Electronics Letters 7, 659-661, 1971 (No. 22). *H*

E. Schwartz: Über die Existenz oberer Grenzen der Nullstellen-Empfindlichkeit bei beliebigen Impedanzen.
Arch. Elektronik & Übertr.technik (AEÜ) 25, 379-386, 1971 (No. 8). *A*

J. M. Shannon: D.c. measurement of the space charge capacitance and impurity profile beneath the gate of an MOST.
Solid-State Electronics 14, 1099-1106, 1971 (No. 11). *M*

J. G. Siekman: Materiaalbewerking met de CO_2-laser.
Elektrotechniek 49, 299-304, 1971 (No. 7). *E*

J. G. Siekman: Materiaalbewerking met de CO_2-laser.
Glastechn. Meded. 9, 38-48, 1971 (No. 2). *E*

I. H. Slis (Institute for Perception Research, Eindhoven): Articulatory effort and its durational and electromyographic correlates.
Phonetica 23, 171-188, 1971 (No. 3).

C. G. Sluyter: Audiovisuele media bij onderzoek in de industriële research.
Polytechn. T. Elektr. 26, 334-336, 1971 (No. 9). *E*

F. A. Staas & A. P. Severijns: Refrigeration by vortex motion in superfluid helium.
Proc. 3rd Int. Cryogenic Engng. Conf., Berlin 1970, pp. 320-324; 1971. *E*

W. T. Stacy & C. J. M. Rooymans: A crystal field mechanism for the noncubic magnetic anisotropy in iron garnet: oxygen vacancy ordering.
Solid State Comm. 9, 2005-2008, 1971 (No. 23). *E*

J. M. Stevels: Repeatability number, Deborah number and critical cooling rates as characteristic parameters of the vitreous state.
J. non-cryst. Solids 6, 307-321, 1971 (No. 4). *E*

A. J. A. van Stratum & P. N. Kuin: Tracer study on the decrease of emission density of osmium-coated impregnated cathodes.
J. appl. Phys. 42, 4436-4437, 1971 (No. 11). *E*

S. Strijbos: The manufacture of carbon-film resistors employing fluidized-bed technology.
Philips Res. Repts. 27, 186-195, 1972 (No. 2). *E*

A. L. Stuijts: New fabrication methods for advanced electronic materials.
Science of Ceramics 5, 335-362, 1970. *E*

J. van Suchtelen: Product properties: a new application of composite materials.
Philips Res. Repts. 27, 28-37, 1972 (No. 1). *E*

T. L. Tansley: Heterojunction properties.
Semiconductors and Semimetals, editors R. K. Willardson & A. C. Beer, publ. Academic Press, New York, Vol. 7A, pp. 293-368, 1971. *M*

K. Teer: Elektronisch perspectief.
Ingenieur 83, ET 31-38, 1971 (No. 11). *E*

A. Thayse: A variational diagnosis method for stuck-faults in combinatorial networks.
Philips Res. Repts. 27, 82-98, 1972 (No. 1). *B*

A. Thayse: Testing of asynchronous sequential switching circuits.
Philips Res. Repts. 27, 99-106, 1972 (No. 1). *B*

A. Thayse: A fast algorithm for the proper decomposition of Boolean functions.
Philips Res. Repts. 27, 140-150, 1972 (No. 2). *B*

G. W. Tichelaar, J. G. Verhagen & G. A. M. Willems: Narrow gap electro-gas welding.
Proc. Conf. on Advances in Welding Processes, 1970, pp. 220-225; publ. The Welding Institute, Cambridge 1971. *E*

H. van Tongeren: Radial density distribution measurements of neutral Cs in the positive column of a Cs-Ar dc discharge.
J. appl. Phys. 42, 3011-3012, 1971 (No. 7). *E*

H. J. L. Trap: Elektronenleitung in Glas.
Nachrichtentechn. Z. 24, 353-360, 1971 (No. 7). *E*

H. J. L. Trap: Electronic conductivity in oxide glasses.
Acta Electronica 14, 41-77, 1971 (No. 1). (*Also in French.*) *E*

H. J. L. Trap & J. M. Stevels: Les verres à conductibilité électronique, leurs propriétés et quelques applications en électronique.
Verres Réfract. 25, 176-196, 1971 (No. 4/5). *E*

C. van Trigt: Analytically solvable problems in radiative transfer, III.
Phys. Rev. A 4, 1303-1316, 1971 (No. 3). *E*

J. van der Veen & A. H. Grobben: The conformation of aromatic Schiff bases in connection with liquid crystalline properties.
Mol. Cryst. liq. Cryst. 15, 239-245, 1971 (No. 3). *E*

J. C. Verplanke: Full-energy peak efficiency calibration of a well-type Ge(Li) gamma-ray detector.
Nucl. Instr. Meth. 96, 557-560, 1971 (No. 4). *E*

M. A. Verschuren & H. F. Wilbrink: Vormgeving aan glas.
Glastechn. Meded. 9, 58-60, 1971 (No. 2). *E*

J. F. Verwey: On the emitter degradation by avalanche breakdown in planar transistors.
Solid-State Electronics 14, 775-782, 1971 (No. 9). *E*

A. G. van Vijfeijken: Technological forecasting: techniques.
Long range forecasting, some aspects and tools, editor F. C. Romeijn, pp. 26-45, 1971. *E*

J. Volger: Natuurkunde en Maatschappij.
Ned. T. Natuurk. 37, 200-210, 1971 (No. 7). *E*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

K. Walther: Ultrasonic attenuation and Mn^{55} nuclear acoustic resonance in MnTe.
Phys. Rev. B **4**, 3873-3885, 1971 (No. 11). *H*

K. Walther & K. H. Sarges: Sound velocity and magnetoelastic coupling in MnTe.
Physics Letters **36A**, 309-310, 1971 (No. 4). *H*

W. L. Wanmaker (Philips Lighting Division, Eindhoven): Luminescerende verbindingen voor lampen.
Chem. Weekblad **67**, No. 27, 14-17, 2 juli 1971.

W. L. Wanmaker, J. W. ter Vrugt & J. G. Verlijsdonk (Philips Lighting Division, Eindhoven): Luminescence of alkaline earth yttrium and lanthanum phosphate-silicates with apatite structure.
J. Solid State Chem. **3**, 452-457, 1971 (No. 3).

D. Washington, V. Duchenois, R. Polaert & R. M. Beasley: Technology of channel plate manufacture.
Acta Electronica **14**, 201-224, 1971 (No. 2). (*Also in French.*) *M, L*

J. H. Waszink & M. Kauffmann: Experimental investigation of the positive column of a GaI_3-Ar discharge.
J. appl. Phys. **42**, 4848-4854, 1971 (No. 12). *E*

J. H. Waszink & J. A. J. M. van Vliet: Measurements of the gas temperature in CO_2-N_2-He and CO_2-N_2-H_2O-He discharges.
J. appl. Phys. **42**, 3374-3379, 1971 (No. 9). *E*

K. Weiss: Zur diffusionsbedingten Sinterung eines binären Oxids.
Ber. Dtsch. Keram. Ges. **48**, 489-493, 1971 (No. 11). *E*

P. W. Whipps: Stability regions for the growth of barium-strontium niobate crystals.
J. Solid State Chem. **4**, 281-285, 1972 (No. 2). *M*

G. Winkler: Substituted polycrystalline YIG with very-low ferrimagnetic resonance linewidth and optical transparency.
IEEE Trans. **MAG-7**, 773-776, 1971 (No. 3). *H*

G. Winkler, P. Hansen & P. Holst: Variation of the magnetic material parameters and lattice constants of polycrystalline yttrium-iron garnet by incorporation of nonmagnetic ions.
Philips Res. Repts. **27**, 151-171, 1972 (No. 2). *H*

P. L. Wodon: Methods of garbage collection for ALGOL 68.
ALGOL 68 Implementation, Proc. IFIP Working Conf., Munich 1970, pp. 245-262; 1971. *B*

J. P. Woerdman: Some optical and electrical properties of a laser-generated free-carrier plasma in Si.
Thesis, Amsterdam 1971. *E*

A. W. Woodhead & G. Eschard: Microchannel plates and their applications.
Acta Electronica **14**, 181-200, 1971 (No. 2). (*Also in French.*) *M, L*

Inhoud van Philips Telecommunication Review **30**, No. 2, 1972:

F. L. van den Berg: The Lincompex radio-telephone terminal equipment of the RY 741 series (pp. 45-58).
H. van Kampen: The DS 714 system for telex (pp. 59-64).
A. J. M. Dingjan: The 8TR 602 pulse code modulation system (pp. 65-76).
S. de Vleminck & Y. Lebon: Digital telegraph and data transmission system type 3TR 1500 (pp. 77-86).
M. Etienne & J. P. Defeuilley: UHF shipborne transceiver ERM 7000 (pp. 87-90).

Inhoud van Electronic Applications Bulletin **31**, No. 1, 1972:

H. E. van Brück: Organization of ferrite core memories (pp. 2-27).
Intruder detector using a Gunn effect oscillator (pp. 28-36).
P. A. Neeteson: Integrating digital voltmeter: operating principles and accuracy (pp. 37-58).
J. M. Lavallee & J. Merrett: Reversible d.c. motor drive with regenerative braking (pp. 59-70).

Inhoud van Mullard Technical Communications **12**, No. 113, 1972:

J. M. Lavallee: Thyristor trigger circuit for a reversible d.c. motor drive with regenerative braking (pp. 70-79).
M. C. Gander, P. W. Bacon, D. J. Beakhust & R. P. Gant: Colour decoder using integrated circuits (pp. 80-93).
R. S. Babbs, N. F. Howarth & B. Cunningham: Transient voltage suppression using transient suppressor diodes (pp. 94-111).

Jaargang 32, 1971, no. 6/7/8/9 blz. 149-292 Verschenen 27 oktober 1972

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!